www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

JAARGANG 23, 1961, no. 9 blz. 277-308 Verschenen 17 januari 1962

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

OPTO-ELEKTRONICA

door G. DIEMER *).

535:539.124

*Op 6 oktober 1961 heeft prof. dr. G. Diemer een rede onder bovenstaande titel uitgesproken bij de aanvaarding van het ambt van buitengewoon hoogleraar aan de Technische Hogeschool te Eindhoven. Wij geven hier de rede vrijwel volledig en vrijwel letterlijk weer. De rede moest, zoals gebruikelijk, door de hooggeleerde spreker worden gehouden zonder de steun van zichtbare beelden — tekeningen of formules geschreven op het zwarte bord, plaatjes geprojecteerd op het witte doek. De toehoorders zullen dit niet als een gemis ondervonden hebben, dank zij het welbewuste en ver doorgevoerde gebruik dat prof. Diemer heeft gemaakt van „beeldspraak". De redactie heeft daarom ook ervan afgezien, de tekst met figuren aan te vullen. Een intermezzo in de rede, bestaande uit de demonstratie van een opto-elektronisch experiment met behulp van een brandende sigaar, is in het volgende weggelaten, een ander intermezzo, nl. een uitweiding van de spreker over de functie van taal en „beeld", hebben wij gemeend onze lezers niet te moeten onthouden. Overigens zal de trant van deze rede ongetwijfeld de geestverwantschap van de spreker doen bespeuren met schrijvers als G. Remedi **) en anderen, die wij eerder in ons tijdschrift aan het woord hebben gelaten.*

In de hier volgende beschouwingen stel ik mij tot doel, U iets te vertellen over mijn vak, de opto-elektronica, een klein domein in het gebied der technische wetenschappen. Ik zal er met U rondwandelen en onderwijl trachten een beschrijving te geven van de stand van onze gewassen. Hierbij zal ik af en toe ook de aandacht richten op de grotere omliggende velden van fysica en techniek, opdat wij het eigen domein in juistere proporties zullen zien.

De aard van ons werk is als dat van tuinlieden en kwekers; bepaalde struiken worden met zorg geplant en bemest, andere bijgesnoeid of soms met wortel en tak uitgeroeid. Met enthousiasme en geduld zoeken de bewerkers van de akker naar nieuwe variëteiten. De vakman voelt zich gelukkig als de vruchten van zijn werk ook door anderen worden geapprecieerd. Laat ik eerst proberen U kennis te laten maken met enkele der bekwaamste vaklieden die wij op onze wandeling ontmoeten, en met enkele der meest opvallende plantjes die onze tuin sieren.

Dat ijle plantje, dat zich tot in alle uithoeken van ons domein heeft genesteld, heet constante van Planck. Het draagt de naam van de grote kweker, die met zijn diepteploeg de structuur van onze akkers voorgoed heeft gewijzigd. Deze mossoort, waarvan men de sporen eveneens bijkans overal in de „hortus physicus" terugvindt, heet daarentegen kortweg: elektron. Persoonlijk had ik liever gezien dat men hem naar „Old J. J." had genoemd, de vakman die deze soort voor het eerst in reincultuur heeft gekweekt. Daar, in die eeuwenoude hoek, staan een paar stoere Newton-eiken. Nog immer massief, al heeft ongeveer een halve eeuw geleden Albert ze in zijn jeugdig enthousiasme ook iets beknot, toen hij de gladde omheining van relativiteitsligusters aanbracht. De sierlijke reuzen van Maxwell-beuken, die in hun majestueuze volwassenheid zowel nu als toen bijna al het andere gewas overschaduwen, bleven bij Alberts ingreep echter ongeschonden. Die rij van wuivende Schrödinger-populieren daar is pas enkele decennia geleden geplant. Snel zijn ze opgeschoten en nu dreigen ze met hun wortels Alberts omheining in de grond aan te tasten. Sommigen van onze bodemdeskundigen maken zich hierover wel zorgen, maar overigens koesteren wij tuinlieden ons graag in de schaduw van al dit geboomte en voelen wij ons veilig in dit beschermd domein. Zolang wij „hegend, pflanzend, wachsend" in onze eigen tuin nuttig en aangenaam bezig zijn, mogen we, geloof ik, ons vak met recht als een waardig en zinvol ambacht beschouwen. Helaas kunnen echter sommigen in hun vak-enthousiasme de verleiding niet weerstaan de hele wereld te over-

*) Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.
) G. Remedi, Kermis der wetenschap, Philips techn. T. **18, 62-68, 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dekken met monocultures van hun gewassen, die buiten het eigen domein — soms tot grote schrik van hun kwekers — tot verstikkende woekerplanten kunnen ontaarden. Zeer ondoordacht zijn zij vaak „met klompen geschreden door de bloembedden" van anderer zorgvuldigst gekweekte kruiden, en ook ikzelf moet oppassen dat ik met deze verhandeling over mijn vakgebied niet evenzeer de perken te buiten ga.

Ik heb trouwens toch al de beeldspraak langer volgehouden dan in oraties als deze te doen gebruikelijk is, en ik kan me voorstellen dat sommigen Uwer de twijfel bekruipt of zij wellicht in Wageningen in plaats van in Eindhoven zijn terechtgekomen. Maar wat is beeldspraak? Er is geen spraak dan beeldspraak. Ook in de vaktaal. Verschil is er alleen in de mate van kreupelheid, en om het verwijt te ontlopen dat mijn beeld langzamerhand geen enkel been meer heeft om te gaan, beloof ik van nu af wat concreter te worden door de aandacht te richten op de licht- en kleureffecten die we in mijn vakgebied kunnen waarnemen.

Opto-elektronica is een term die in de vakliteratuur in de afgelopen jaren burgerrecht heeft verkregen voor dat gedeelte der vastestoffenfysica en -techniek dat zich bezighoudt met de wisselwerking tussen licht en elektronen in de vaste stof. Meer in het bijzonder kunnen we hierin twee groepen van verschijnselen onderscheiden, die in zekere zin complementair zijn, nl. aan de ene kant de verandering in de elektrische eigenschappen van bepaalde halfgeleiders en isolatoren die wordt teweeggebracht tijdens de bestraling met licht, en aan de andere kant de verandering in de optische eigenschappen van dergelijke vaste stoffen die optreedt als zij worden onderworpen aan de inwerking van elektrische of magnetische energie. Als we hier even afzien van de derde vorm van energie — de thermische energie of warmte — die bij nagenoeg alle verschijnselen in de vaste stof een begeleidende dan wel een fundamentele rol speelt, zijn deze beide complementaire groepen, aldus gedefinieerd, afgegrensd van twee andere nauw ermee verwante gebieden. Dit zijn: de *elektronica* van de vaste stof, waarin zowel de toegevoerde energie als de daardoor opgewekte verschijnselen van elektrische of magnetische aard zijn, en de *spectroscopie* van de vaste stof, waarbij de toegevoerde energie en de verschijnselen beide optisch van aard zijn.

De genoemde gebieden zijn overigens in de praktijk — en gelukkig! — niet streng gescheiden, en het is juist hun onderlinge wisselwerking die vaak aanleiding geeft tot de ontdekking van interessante nieuwe effecten of tot de praktische toepassing daarvan. Zo is bij fluorescentie — een zuiver optisch verschijnsel, waarbij met behulp van optische energie lichtverschijnselen worden opgewekt — de wisselwerking van licht met de elektronen in de vaste stof een essentiële tussenstap in het proces. Door het verkregen inzicht in deze elektronische processen is het zeer onlangs gelukt, in de zogenaamde „laser" een vorm van fluorescentie op te wekken waarbij in tegenstelling met de overige tot dusver bekende vormen van lichtopwekking de lichtgolven coherent, d.w.z. in een regelmatig ritme, worden uitgezonden. Daarbij heeft men gebruik gemaakt van de zogenaamde gestimuleerde emissie, een verschijnsel dat uit een theoretische analyse van de stralingswetten al meer dan vijftig jaar bekend was en dat reeds een tiental jaren in de „maser" wordt toegepast voor het opwekken en versterken van microgolven.

Ik zou mij hier nu verder evenwel willen beperken tot de twee genoemde complementaire gebieden der opto-elektronica. Daar waar optische stralingsenergie resulteert in een variatie van elektrische eigenschappen, zal ik kortheidshalve spreken van een r.e.-verschijnsel (*r* van radiatie of straling, *e* van elektriciteit), in het alternatieve geval van e.r.-verschijnsel. Ook hier is de verscheidenheid der verschijnselen nog zo groot dat het mij verstandig lijkt, uit elk dezer beide gebieden een representatief effect te kiezen voor een nadere bespreking.

Mag ik dan eerst Uw aandacht vragen voor het r.e.-verschijnsel der fotogeleiding? Hierbij wordt in een vaste stof, zoals b.v. een cadmiumsulfidekristal, waarin van nature weinig of geen vrij beweeglijke elektronen voorkomen, tijdens bestraling met licht het aantal dezer vrije ladingdragers aanzienlijk verhoogd, waardoor het elektrisch geleidingsvermogen van het kristal evenredig met dit aantal toeneemt. Voor de sprong die de elektronen moeten maken om van hun natuurlijke, gebonden toestand vrij te raken, wordt de energie geleverd door de op het kristal vallende lichtquanta of fotonen; vandaar de term fotogeleiding. Zo'n fotogeleider is dus te beschouwen als een schakelaar voor elektrische stromen, met een eindige inwendige weerstand, waarbij de hefboom van de schakelaar wordt bediend door het opvallende lichtsignaal. Men kan de efficiëntie van zo'n besturing aangeven door de vermogensversterking, dat is de verhouding van het elektrische vermogen dat door het kristal kan worden in- en uitgeschakeld, tot het stralingsvermogen dat we hiertoe op het kristal moeten laten vallen. Deze vermogensversterking kan voor cadmiumsulfide de verrassend hoge waarde van vele miljoenen keren bereiken. Door zo'n gevoelig r.e.-element te combi-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

neren met een e.r.-element, kunnen we opto-elektronische „rechtuit"-versterkers construeren. Dit combineren kan op twee verschillende manieren geschieden.

In de (e.r.-r.e.)-combinatie, waarbij de koppeling tussen de beide elementen door straling geschiedt, zijn zowel het besturende signaal als het afgegeven vermogen van elektrische aard, zodat we het geheel als een elektrische versterker kunnen beschouwen. Bij de (r.e.-e.r.)-combinatie is de onderlinge koppeling elektrisch en zijn besturend en afgegeven vermogen beide een stralingssignaal. Hiermede is het dus mogelijk stralingsversterking te verkrijgen, en indien vele van dergelijke combinaties in de vorm van lagen in een vlak zijn verenigd, is hiermee beeldversterking mogelijk. Maar, zoals we straks zullen zien, hebben de tot dusver beschikbare e.r.-elementen bij de omzetting van elektrische energie in licht een zo laag rendement dat we bij dit element afzonderlijk van een verzwakking in plaats van een versterking moeten spreken. Juist daarom is voor de toepassingsmogelijkheden een hoge waarde van de vermogensversterking in de fotogeleider van uitzonderlijk belang.

Voorwaarden voor deze grote versterking zijn: in de eerste plaats de mogelijkheid het materiaal te onderwerpen aan een sterk elektrisch veld; vervolgens: de vrijgemaakte ladingdragers moeten een grote beweeglijkheid en in hun vrije toestand een grote levensduur hebben, d.w.z. het tijdsverloop tussen het moment van vrijmaken en terugvallen in de gebonden toestand moet groot zijn. Dit tijdsverloop geeft aan de in- en uitschakeling van de fotogeleider een traagheid, die nooit kleiner kan zijn dan het genoemde tijdsverloop. Het is dus duidelijk dat fotogeleiders die hun hoge gevoeligheid ontlenen aan een grote levensduur der vrijgemaakte elektronen, een inherente traagheid moeten bezitten. Bij cadmiumsulfide is deze traagheid van de orde van 0,1 tot 0,01 seconde, bij het verwante cadmiumselenide kunnen we schakeltijden van ongeveer 1 milliseconde bereiken. Dienovereenkomstig is hier de versterking ook lager. Zoals gezegd, is bij de huidige ongunstige eigenschappen van de bestaande e.r.-elementen een zeer grote versterkingsfactor van de fotogeleider nodig om de combinatie bruikbaar te maken. De genoemde eisen bepalen de richting bij het zoeken naar materialen en naar prepareringscondities die ons gevoelige snelle fotogeleiders kunnen opleveren. Het zoeken hiernaar is van groot belang, omdat een vergroting van de schakelsnelheid de toepassingsmogelijkheden sterk verruimt.

Ondanks hun matige schakelsnelheid vertonen de huidige combinaties evenwel reeds thans zoveel aantrekkelijke aspecten dat zij zeker in de naaste toekomst in bepaalde gevallen in de praktijk zullen worden toegepast. Eén aspect is, dat het schakelen door middel van lichtsignalen ons mogelijkheden tot koppeling en ontkoppeling van signalen geeft die in geheel elektrisch werkende ketens moeilijk zijn te verwezenlijken. Heel simpel kan men dit duidelijk maken door te wijzen op het feit dat, in tegenstelling met elektrische geleiders, twee lichtstralen geen onderlinge kortsluiting veroorzaken wanneer zij elkaar snijden. Een ander aspect kan met het Amerikaanse modewoord „molecular electronics" worden aangeduid: de hier besproken opto-elektronische schakelingen vervullen hun functie dank zij de eigenschappen van de stof zelf, die, om de signalen op de juiste manier te verwerken, alleen maar van elektrodes behoeft te worden voorzien, waarop een spanning wordt gezet. Geconcentreerde additionele koppelelementen, zoals condensatoren, weerstanden, zelfinducties, zijn hierbij niet nodig, en daardoor is het mogelijk, met eenvoudige laagconstructies, waarop meer of minder ingewikkelde elektrodesystemen worden aangebracht (b.v. door een druktechniek), een complete schakeling van zeer compacte vorm te vervaardigen. Verdere verbeteringen mogen echter eveneens worden verwacht op het gebied van de e.r.-elementen, waarvan ik thans de momenteel voor de praktijk belangrijkste representant, dat is het elektroluminescerende paneel, zou willen bespreken.

Het mechanisme van de elektroluminescentie heb ik eens in een overzichtsartikel als volgt omschreven*): „Van andere bekende wijzen van luminescentie, b.v. katodestraalluminescentie (gebruikt in televisieweergeefbuizen) en fotoluminescentie (gebruikt in „TL" lampen), verschilt de luminescerende werking van een lichtpaneel alleen door de wijze waarop de vaste stof wordt geëxciteerd. Bij katodestraalluminescentie wordt deze excitatie bewerkstelligd door beschieting met een bundel snelle elektronen, die bij het binnendringen in de stof bepaalde gebonden elektronen in een toestand met grotere energie brengen, waardoor zij in staat zijn bij hun terugvallen naar de grondtoestand lichtquanta $h\nu$ uit te zenden (h = constante van Planck = $6{,}62 \times 10^{-34}$ joulesec; ν = frequentie van het licht = aantal trillingen per seconde). Bij fotoluminescentie vindt een zelfde excitatie plaats door absorptie van op de stof vallende kortgolvige straling, b.v. ultraviolette quanta. De werking van het elektroluminescerende lichtpaneel blijkt men het best te kunnen begrijpen door te onderstellen dat in de stof

*) Philips techn. T. **18**, 359, 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

beweeglijke elektronen kunnen optreden, die kinetische energie uit het aangelegde elektrische veld kunnen opnemen en, als zij voldoende energie bezitten, door botsing met gebonden elektronen in het kristal deze in een aangeslagen toestand brengen."

Tot zover dit citaat. Mag ik thans aannemen dat U weet wat wij onder elektroluminescentie verstaan? Van de niet-vakgenoten onder U mag ik dit nauwelijks verwachten, ook al is bij deze beschrijving ernaar gestreefd het vakjargon tot een minimum te beperken, terwijl het artikel nog is bewerkt door een beroepsredacteur, die ervaring heeft in het zo eenvoudig en duidelijk mogelijk formuleren van technisch-wetenschappelijke beweringen. Ik stel mij daarom voor, een analyse van dit stukje proza te geven en een toelichting op de erin gestelde beweringen, die mij tegelijkertijd de gelegenheid zal bieden iets meer over de achtergronden en methodes van ons onderzoek te vertellen.

Bij wijze van intermezzo zou ik hier enkele algemene opmerkingen willen maken over de gebruikte taal en over dingen die hiermee samenhangen — een onderwerp dat mij na aan het hart ligt, zodat ik de gelegenheid, er in mijn kring eens iets over te zeggen, niet ongebruikt voorbij wil laten gaan. De fysicus bezigt in zijn dagelijkse werk, in zijn denken, voor het formuleren van zijn denkbeelden, in zijn omgang met andere onderzoekers (collega's, leermeesters, leerlingen) een taal die hem vertrouwd is, in de meeste gevallen zijn moedertaal. In de stijl van het hierboven weergegeven citaat komt evenwel iets tot uiting van de typische wijze waarop wij in het algemeen in onze publikaties de taal gebruiken. In afwijking van wat wij in onze dagelijkse discussies doen en in strijd met hetgeen er werkelijk in het laboratorium heeft plaatsgevonden, neigen wij met ons kwistig gebruik van de lijdende vorm en van de „pluralis physicorum" naar een onpersoonlijke verteltrant, waarvan een suggestie van objectiviteit dient uit te gaan. Onze persoonlijkheid offeren wij aldus nederig op het altaar van de „herhaalbaarheid". Zo lijkt het alsof de taal slechts dient als een codesysteem om inlichtingen over te brengen.

Edoch, het is vaker gezegd: niets is werkelijk herhaalbaar. Zelfs wezenlijk *on*herhaalbaar is het invoeren van nieuwe beelden en begrippen, gelanceerd door onze grote, gezaghebbende onderzoekers. Zij beïnvloeden aldus de denktrant der met en na hen levende onderzoekers dermate dat wetenschap en techniek alleen al hierdoor een zich niet repeterend, historisch ontwikkelingsproces doorlopen. Het massabegrip van Newton, de constante van Planck, het atoommodel van Bohr, het relativiteitsbeginsel van Einstein, zij blijven altijd hun sporen nalaten in ons domein, ook al gaan wij door met ploegen en bebouwen van dezelfde akkers. Ook de wetenschappelijke taal, voertuig, stimulans en afspiegeling van ons wetenschappelijk denken, ondergaat een gericht, niet herhaalbaar groeiproces. En alleen al omdat het scheppen van nieuwe begrippen, het vormen van nieuwe beelden een creatief proces is, evenals elk creatief werk meer gebaseerd op fantasie, intuïtie, moed dan op de rede, zal de momentele inhoud ook van de zogenaamde exacte wetenschappen immer essentiële niet-rationele elementen blijven bevatten. Het geniale van grote onderzoekers ligt dan ook in een combinatie van genoemde eigenschappen, waardoor zij niet schroomden tegen de schijnbaar dwingende logica van het bestaande, rationeel geordende ervaringsmateriaal in, onbevooroordeeld te zeggen, hoe zij de dingen zien en denkend verwerken. Het was niet logisch dat Planck, om de experimenteel gevonden stralingswetten te verklaren, ervan afzag de energie van zijn stralingspakketjes naar nul te laten gaan; het was onlogisch toen Bohr postuleerde dat een in zijn baan rondlopend elektron niet straalt. In de techniek vinden wij een duidelijke erkenning van de waarde dezer niet-rationele factoren in de praktijk van de octrooiverlening, waarbij een werkelijke uitvinding eer dient te berusten op een onverwachte, verrassende gedachtensprong dan op een conclusie die door logisch redeneren uit bestaand ervaringsmateriaal is opgebouwd.

Maar er is meer. Immers, ons onderzoekingswerk, het opgroeien tot en het werken als fysicus spelen zich — ondanks onze gedwongen afzondering in tamelijk streng van de buitenwereld afgesloten instituten — minder dan ooit af in een ivoren toren. Ze zijn door vele draden van maatschappelijke en andere menselijke activiteiten verbonden met het volle leven. Leren en het geleerde verwerken, de richting van ons onderzoek bepalen en in groepsverband trachten in deze richting verder te komen — in al deze stadia blijkt de taal veel meer te zijn dan alleen maar een codesysteem voor het overbrengen van inlichtingen.

In den beginne was het Woord. Goethe's Faust, voor mij in menig opzicht *de* representant van de wetenschappelijke onderzoekers, aarzelt bij deze tekst en zet bij nader inzien hiervoor achtereenvolgens in de plaats: de zin, de kracht, de daad! Als ik echter het spoor van ons denken terug volg, kom ik tot een ander begin: het *beeld*, het merkwaardige vermogen van de menselijke geest om de baaierd van zijn indrukken en gewaarwordingen te ordenen in beelden en begrippen. Dit begin van alle denken, meer bezwerend dan rationeel, is voorwaarde dat de taal van moeder op kind kan worden overgebracht en dat wij onze ervaringen en denkbeelden (!) kunnen overdragen aan en ontvangen van anderen. Het leren onderkennen van de niet-rationele elementen in natuurwetenschap en techniek en de waarde ervan te beseffen, heb ik ervaren als een belangrijke vordering in mijn vorming als wetenschappelijk onderzoeker.

Voor het bespreken van de zakelijke inhoud van het citaat over elektroluminescentie wil ik beginnen met een toelichting op het begrip luminescentie.

Luminescentie is een bepaalde wijze van lichtuitstraling, en wel die lichtuitstraling waarvoor de benodigde energie *niet* wordt geleverd door verhitting. Het vuur, de kaarsvlam, de gasgloeikous, de elektrische gloeidraad, en ook de zon en de sterren zijn alle U welbekende vormen van lichtbronnen die hun vermogen tot lichtuitstraling ontlenen aan de verhitting. Het flitsen van de bliksem, het lichten der zee en van de lichtkevertjes, de neonreclame, de gele natriumstraatlantaarn, de „TL" lamp, het televisiescherm, de Cerenkov-straling en ook het elektroluminescerende lichtpaneel berusten daarentegen niet op verhitting en dit kunnen derhalve voorbeelden van luminescentie worden genoemd.

Waarom leggen wij bij deze definitie zozeer de nadruk op het onderscheid tussen het al of niet thermische karakter van de lichtopwekking? Voor

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

mij geldt als belangrijkste reden dat wij in de luminescentie ons willen distantiëren van de grove wijze van excitatie die de verhitting in wezen is. Zoals reeds gezegd, weten wij sinds Planck dat licht wordt uitgestraald in discrete energiesprongen, de quanta ter grootte $h\nu$, die voor het zichtbare stralingsgebied overeenkomen met elektronensprongen van 2 à 3 volt. Als wij een vaste stof verhitten, verhogen wij de thermische bewegingsenergie van het ensemble der daarin aanwezige atoomkernen en elektronen. Deze bewegingen zijn echter volkomen chaotisch, en de energie die we op deze wijze aan de elektronen kunnen mededelen, schommelt om een gemiddelde waarde, die recht evenredig met de verhittingstemperatuur toeneemt. Bij temperaturen die de ons ter beschikking staande vaste stoffen kunnen doorstaan zonder al te snel te verdampen, is deze gemiddelde energie aanzienlijk kleiner dan nodig is voor elektronensprongen van 2 à 3 volt. Slechts enkele energierijke uitschieters van de chaotische beweging kunnen resulteren in een zo grote elektronensprong dat een zichtbaar quantum wordt uitgestraald. Het merendeel der sprongen is te klein en levert infrarode of warmtestraling op. De directe conversie van thermische energie in licht is aldus even weinig efficiënt als wanneer wij, om een bepaalde toon aan een piano te ontlokken, niet beter weten te doen dan het instrument van de trap af te gooien. Bij de luminescentie streeft men ernaar, de kunst te leren om de juiste toon aan te slaan.

Bij luminescentie denkt de fysicus echter niet alleen aan uitzending van zichtbare straling. *Elektro*luminescentie, bij voorbeeld, kan zowel uitzending van ultraviolette straling, zichtbare straling als infrarode straling omvatten. Fysisch zijn deze stralingssoorten nauw verwant: voor ons verschillen zij alleen in de frequentie, die het hoogst is voor het ultraviolet en het laagst voor infrarood. Het gemak waarmee wij fysici de aan de zintuiglijke ervaring ontleende begrippen generaliseren, geeft ons onderzoek een wendbaarheid, waarvan degenen die zich beijveren onze vindingen in de praktijk toe te passen, wel eens de dupe worden. Het elektroluminescentieonderzoek geeft hiervan een sprekend voorbeeld. Het elektroluminescerende lichtpaneel — in zijn eenvoudigste constructie een dunne zinksulfideverflaag, aangebracht op een dragerplaat en voorzien van elektrodelagen waarop de netspanning wordt gezet — werd aanvankelijk toegejuicht als een mogelijke vlakke lichtbron van zeer eenvoudige constructie. Toen ons echter bleek dat zulke lichtpanelen niet zo erg goed bruikbaar waren voor verlichtingsdoeleinden — en wel om tamelijk principiële redenen, zoals ik straks nader zal uiteenzetten — hoefden wij het golflengtegebied maar een eindje op te schuiven om een geheel ander toepassingsgebied te vinden, namelijk dat van de reeds vermelde opto-elektronische schakelingen. Voor het schakelen van elektrische signalen met behulp van stralingsquanta is het al of niet zichtbaar zijn van de straling uiteraard van geen direct belang, en het blijkt nu dat hiervoor het nabije infrarood het gunstigste compromis wat betreft snelheid en gevoeligheid van de schakeling mogelijk maakt. Voor de fysicus is het variëren van de golflengte met nog geen factor 2 slechts een geringe accentverschuiving, maar de verlichtingstechnicus vindt dat de tuinman hem weer eens knollen voor citroenen tracht te verkopen. Waren het nog maar een betere soort peren geweest!

Hier in Eindhoven, onder de rook der lampenfabrieken, mag ik mij er niet aan onttrekken U iets meer te vertellen van de redenen, waarom wij verwachten dat deze „lichtbron van de toekomst" voorlopig nog wel deze naam al te letterlijk zal dragen. Het lichtpaneel voldoet weliswaar aan de gegeven definitie, waarbij werd gesteld dat de lichtuitstraling niet wordt veroorzaakt door verhitting, maar dit neemt niet weg dat circa 99 percent van de toegevoerde elektrische energie wordt omgezet in warmte en slechts ongeveer 1 percent in licht. Zou men een gehele kamer op deze manier willen verlichten, door bij voorbeeld de wanden en het plafond met lichtpanelen te bedekken, dan zou men ervaren dat men het Duitse „Leuchtkachel" treffend kan vertalen met: lichtkachel.

Dat het lage rendement een essentieel kenmerk is van het paneellicht, hangt samen met het mechanisme van de excitatie, waarover gesproken wordt in de laatse zin van het beschouwde citaat. In de aanhef liet ik mijn verhaal zich afspelen in de agrarische sector, maar dit ligt alweer zo lang achter ons dat ik, om U het mechanisme van de elektroluminescentie duidelijk te maken, het waag als plaats van handeling voor dit elektronenspel een sportveld te kiezen. De lichtemissie ontstaat tijdens een springconcours van elektronen. Geslaagde sprongen worden gevierd met het ontsteken van lichtsignaaltjes, en deze dartele quanta krijgen een kleur mede, die de grootte van de sprong aanduidt. De grootste sprongen worden met violet of blauw beloond, de kleinere achtereenvolgens met groen, geel, rood, terwijl onbeholpen, laag-bij-de-gronds gepruts met infrarood wordt afgedaan. Om te kunnen genieten van (zichtbaar) licht van een bepaalde kleur moeten we de elektronen dus dwingen de hiermee overeenkomende sprongen uit te voeren. Onze maatlat, die we gebruiken om de spronghoogte vast

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

te stellen, hebben we geijkt in volts, en we herinneren ons dat we, om zichtbaar licht te krijgen, de hindernissen voor onze springers zo ongeveer tussen twee en drie volt hoog moeten maken. Dat is voor onze chemici een niet zo moeilijk karwei: zij lossen hiertoe slechts een spoortje mangaan in het zinksulfide op en bereiken hiermee dat, over het gehele zinksulfideveld verspreid, hindernissen van de juiste hoogte aanwezig zijn. Nu moet de fysicus de elektronen er nog toe brengen de sprongen goed uit te voeren. Hij legt daartoe in navolging van de Fransman Destriau een elektrische spanning aan en zet aldus het gehele sportveld op een hellend vlak. Dat brengt letterlijk de spanning erin: de elektronen zetten zich in draf en enkele, die niet teveel struikelen over de oneffenheden in het terrein, weten tussen twee opeenvolgende hindernissen zo'n vaart te ontwikkelen dat de sprong gelukt en we verblijd worden met een bruikbaar lichtquantum. De meeste van onze rakkers zijn echter liever lui dan moe en dalen in een kalm sukkeldrafje van de helling af, glippen op slinkse wijze tussen de hindernissen door en hippen over molshopen, wat ons slechts onbruikbare zeer langgolvige infrarode quanta (dat is warmtestraling) oplevert. De experimentator gaat de helling steiler en steiler maken om de weerbarstigen op deze wijze mores te leren, maar al spoedig gaan ze dan zo rauw te keer dat ze het sportveld onherstelbaar beschadigen. „Het paneel is weer doorgeslagen", zucht de fysicus. Bij het trainen van de springers heeft hij dus uiteindelijk maar weinig succes, en hij vertelt aan de lichttechnicus dat hij bij lichtpanelen, berustend op het Destriau-effect, genoegen zal moeten nemen met een laag rendement.

Voor een meer effectieve elektronendressuur roepen we nogmaals de chemici te hulp, hopend dat één van de vele variaties uit hun lijvige receptenboek ons een beter sportveld voor de elektronen zal kunnen verschaffen. Denkend aan een lichtverschijnsel dat de Rus Lossev reeds ontdekte toen hij in de dagen van Rapallo speelde met een ouderwetse kristaldetector, komen we overeen het nu eens te proberen met een echte halfgeleider in plaats van met de „kwartgeleider" zinksulfide. Het halfgeleidende carborundum van de kristaldetector is evenwel voor onze chemici een niet zo erg gemakkelijk te hanteren materie en daarom nemen we het ietwat minder weerbarstige galliumfosfide, dat in zijn elektro-optische eigenschappen vele overeenkomsten vertoont met carborundum. Een galliumfosfidekristal vormt in zuivere toestand een sportterrein waarop over het gehele veld de begane grond vol bezet is met elektronen, boven welker hoofden zich een steigerwerk uitstrekt op juist zoveel volt boven de grond dat eraf springende elektronen lichtquanta van de gewenste kleur voortbrengen. Bij zuiver galliumfosfide is deze bovenbouw echter geheel leeg. De chemicus gaat nu op de ene helft van het speelveld, laten we zeggen de oostkant, een groot aantal donorpilaartjes bouwen, waarop elektronen zitten die gemakkelijk kunnen overstappen op de steiger om, aangemoedigd door de alomtegenwoordige agitator Brown, daar een rondwandeling te maken. Voorlopig wagen ze het nog niet naar de volledig bezette grasmat onder hen te springen, daar de grote trainer Pauli het hun absoluut heeft verboden op de hoofden van hun soortgenoten te gaan zitten. Onze chemicus gaat nu de mogelijkheid tot springen voorbereiden door op de westhelft een aantal individuen van het volbezette veld te verwijderen (om precies te zijn, hij laat ze plaats nemen op vrij lage acceptorbarkrukjes, waarvan de poten nagenoeg geen plaats innemen op de grasmat). Aldus zijn er open plaatsen geschapen, waar de springers kunnen belanden zonder ruzie te krijgen met de gevreesde Pauli. We zien nu bij de steigerlopers van de oostkant in de voorste gelederen een neiging ontstaan de sprong te wagen naar de verleidelijke lege plaatsen aan de westkant. Tegelijkertijd beginnen de oostelijke grondelektronen naar deze lege plaatsen op te dringen, waardoor in eigen gelederen nabij de scheidingslijn eveneens wat gaten ontstaan. (Ofschoon rechtzinnige toeschouwers wel eens moeite hebben ons hierin te volgen, vinden wij, ruim denkende fysici, het volkomen normaal en begrijpelijk dat de oostelijke grensrechters deze gaten in eigen gelederen als individuen, als vreemdelingen beschouwen, waarvan een ondermijnende actie uitgaat.) De uittocht uit het eigen gebied straft Coulomb evenwel met zo'n sterk heimwee dat aan de grensoverschrijding spoedig een eind komt: Coulomb laat de vreemdelingen aan beide zijden zijn grote krachten voelen door het gehele westveld zover op te lichten dat het niveau van de barkrukkers gelijk wordt aan dat van de pilaarzitters. In deze vastgelopen situatie, waarin de chemicus geen licht ziet, trekt de fysicus het initiatief aan zich. Met behulp van een simpel zakbatterijtje van een paar volt, waarvan hij de pluspool verbindt met de westhelft en de minpool met de oosthelft, maakt hij de tegenwerking van Coulomb ongedaan en herstelt het oorspronkelijk niveauverschil tussen de steigerwandelaars op de oosthelft en de grasmat op de westhelft. Een onafgebroken stroom van elektronen waagt nu de sprong en in dit (ideaal gedachte) geval is elke sprong een succes. De elektrische ver-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bindingslijnen met de negatieve en de positieve pool van de batterij zorgen respectievelijk voor de aan- en afvoer van de springers.

Het ideaal: een zeer hoog omzettingsrendement van elektrische energie in licht, is in de praktijk tot dusver echter nog niet verwezenlijkt. In een intensieve samenwerking hebben fysici en chemici het rendement van dit Lossev-effect de laatste jaren weten op te voeren tot ongeveer hetzelfde peil als dat van het Destriau-effect. In tegenstelling met de situatie bij het zinksulfidelichtpaneel is er bij de galliumfosfidediode door het excitatiemechanisme echter geen principiële grens aan het omzettingsrendement gesteld. De voornaamste moeilijkheid om het rendement op te voeren, ligt nu in een nog betere beheersing van het materiaal. De tot dusver beschikbare galliumfosfidekristallen bij voorbeeld staan zowel wat fysische als chemische zuiverheid betreft nog ver ten achter bij de transistormaterialen germanium en silicium. Als verontschuldiging voor onze achterstand kunnen wij vele argumenten aanvoeren, waarvan ik hier de volgende twee wil noemen: een kristal dat bestaat uit een verbinding van twee elementen, zoals gallium en fosfor, heeft meer vrijheidsgraden waardoor het zich aan onze beheersing kan onttrekken, dan een elementair transistorkristal; maar ook: de werkkracht die aan het vervolmaken van de transistormaterialen is besteed, mag stellig geschat worden op ten minste een honderdvoud van de aan galliumfosfide bestede activiteit. Het inzicht dat het Lossev-effect in vele toepassingsgebieden zeer interessante perspectieven opent, begint nu meer en meer veld te winnen. Op het ogenblik dat het rendement voor opwekking van zichtbare straling nog een factor 10 kan worden verhoogd, zal deze diodelamp de „lichtbron-van-het-heden" kunnen worden, terwijl dan ook de mogelijkheid, de volumineuze beeldbuizen in televisietoestellen te vervangen door een „wandbeeld", wellicht niet langer een waanbeeld zal zijn.

Voorspellen is moeilijk, ook voor een fysicus, al heeft zijn vak de pretentie vele verschijnselen vanaf een gegeven beginsituatie in hun toekomstig verloop zeer exact te kunnen beschrijven. Of wij met de Lossev-diode in de praktijk ooit een omzettingsrendement zullen bereiken van 100 percent of wellicht nog hoger — hetgeen, tussen haakjes, niet strijdig zou zijn met fysische wetten, daar een dergelijke diode, in de doorlaatrichting gepoold, dank zij het Peltier-effect in staat is warmte aan de omgeving te onttrekken en om te zetten in andere vormen van energie —, of wij dit zullen bereiken, is een vraag waarop U dan ook hier van mij geen antwoord moogt verwachten.

Van groter belang is echter, dat wij weten dat een Lossev-bron met een omzettingsrendement van slechts één percent reeds nu zeer bruikbare opto-elektronische schakelingen mogelijk maakt. Als de opgewekte straling hierbij minder in het zichtbare gebied valt dan in het nabije infrarood, is dat, zoals ik reeds eerder heb opgemerkt, voor deze schakelingen juist een voordeel. Verder maakt de voeding met een gelijkstroom van lage spanning een veel betere aanpassing mogelijk zowel bij het fotogeleidende onderdeel van de opto-elektronische schakeling als bij andere vastestofelementen, zoals transistors, diodes en magnetische kernen, dan met het Destriau-paneel kan worden bereikt.

Wij hopen dat onze chemici moedig verder gaan met de vervolmaking van hun apparatuur voor de bereiding van zuiver galliumfosfide, een apparatuur die wegens de erin heersende combinatie van hoge druk en hoge temperatuur veel weg heeft van een fosforbom. Wij fysici zullen inmiddels trachten de identiteit van de boosdoeners op te sporen, de killers, die nu nog de uitzending van 99 percent van de quanta in de kiem smoren.

Ik ben daarmee aan het einde gekomen van het overzicht dat ik U van mijn vakgebied heb willen geven. De dichter Hölderlin heeft in de volgende regels treffend uitgedrukt hoe moeilijk het is voor de niet-ingewijde, de essentie te ervaren van een voor hem vreemd werkgebied: „Wie enkel aan mijn plant ruikt, die kent haar niet, en wie haar plukt, enkel om van haar te leren, kent haar evenmin." In hoeverre ben ik als gids op onze rondwandeling erin geslaagd de niet-vakgenoten onder U minder *om* de tuin te leiden, dan, zoals mijn bedoeling is geweest, hen er werkelijk binnen te voeren? De beantwoording van deze vraag laat ik gaarne over aan mijn gildebroeders, die de adequaatheid van het onverluchte beeldverhaal, dat ik heb gebruikt als voertuig van mijn gedachten, kunnen toetsen aan de beeldspraak van de vaksymbolen en -formules.

Samenvatting. Hoofdzakelijke inhoud van de rede, door de auteur uitgesproken bij de aanvaarding van het ambt van buitengewoon hoogleraar aan de Technische Hogeschool te Eindhoven. De opto-elektronica houdt zich bezig met de wisselwerking tussen licht en elektronen in de vaste stof. Met name gaat het om „r.e.-verschijnselen", waarbij optische stralingsenergie resulteert in een variatie van elektrische eigenschappen, en om de alternatieve „e.r.-verschijnselen". De auteur behandelt eerst het r.e.-verschijnsel der fotogeleiding, vervolgens de toepassingsmogelijkheden en eigenschappen (vermogensversterking, traagheid) van (e.r.-r.e.)-combinaties, en ten slotte wat uitvoeriger de elektroluminescentie, als praktisch belangrijkste vertegenwoordiger der e.r.-verschijnselen. Het mechanisme van de beide bekende vormen hiervan, nl. Destriau-effect en Lossev-effect, wordt uiteengezet aan de hand van een enigszins parodistische omschrijving van het bandenschema, en er wordt duidelijk gemaakt waarom bij het Destriau-effect principieel niet en bij het Lossev-effect in principe wèl een hoog lichtrendement kan worden verkregen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

STANDAARDRUISBRONNEN

door P. A. H. HART *).

621.391.822.3:621.385.2

Als standaardruisbron komen in aanmerking: een weerstand, een verzadigde diode en een gasontlading. In onderstaand artikel worden deze drie typen behandeld en wordt nagegaan, welk type in de verschillende frequentiegebieden de voorkeur verdient. Ter sprake komen enige bijzondere constructies van standaardruisbronnen die in het Philipslaboratorium worden gebruikt.

Inleiding

Voor het waarneembaar maken van signalen — wij denken hier vooral aan radio- en radarsignalen — moet de signaalsterkte boven een zeker minimum uit komen, ook al zou men de versterking van het ontvangsysteem willekeurig hoog kunnen opvoeren. De oorzaak hiervan is de aanwezigheid van ruis. Het genoemde minimum hangt overigens nog af van de techniek van „informatieverwerking" en is laag bij bijzondere technieken zoals de eenzijbandsystemen en de methodes die toepassing vinden in de radioastronomie.

De ruis is afkomstig van bronnen, die men in twee groepen kan indelen. De eerste groep omvat de uitwendige ruisbronnen. Deze zijn er oorzaak van dat de ontvangantenne niet alleen het gewenste signaal opvangt, maar tevens ruis. Tot de uitwendige ruissoorten behoren de atmosferische storingen, de thermische ruis van de aarde en de ruis die afkomstig is uit het heelal.

De tweede groep van ruisbronnen zijn de inwendige, die zich in de ontvanger bevinden. De ruis die zij toevoegen, maakt dat de signaal-ruisverhouding aan de uitgang van de ontvanger slechter is dan die aan de ingang. Door juiste keus van de schakeling en van de elementen waaruit deze wordt samengesteld, kan men de inwendig toegevoegde ruis minimaal maken, maar niet nul; altijd zal er enige ruis overblijven, afkomstig van weerstanden, elektronenbuizen, enz.

De sterkte van de inwendig toegevoegde ruis wordt meestal gemeten in een relatief smal frequentiebandje; de gemiddelde frequentie van dit bandje noemt men „de" frequentie waarbij men meet. De meting kan geschieden door vergelijking met een bekend ruisvermogen, dat geleverd wordt door een standaardruisbron. Er bestaan standaardruisbronnen van verschillend type. Welk type gebruikt zal worden, hangt o.a. af van de frequentie waarbij men wil meten.

Een standaardruisbron die in het gehele frequentiegebied een nauwkeurig bekend ruisvermogen levert, is een weerstand van bekende grootte en bekende temperatuur. Daar hij geen ijking behoeft, is deze ruisbron een absolute standaard.

Handiger is dikwijls het gebruik van een ruisdiode, d.i. een diode waarin de verzadigingsstroom loopt. Door het hageleffect fluctueert de stroom. De ruisdiode is een ruisstroombron. Daar uit de gelijkstroom die door de diode loopt, de grootte van de ruisstroom berekend kan worden, is ook de ruisdiode een absolute standaard, doch slechts in een begrensd (hoewel groot) frequentiegebied. Zoals aanstonds zal blijken, is dit gebied begrensd zowel aan de onder- als aan de bovenzijde.

Voor frequenties hoger dan die waarvoor de ruisdiode bruikbaar is, komt de gasontladingsruisbron in aanmerking. Deze ruisgenerator is een substandaard, in die zin dat het afgegeven ruisvermogen niet nauwkeurig kan worden berekend, maar moet worden bepaald door ijking. Ruisbronnen van dit type zijn zeer reproduceerbaar te maken en zijn weinig gevoelig voor afwijkingen van de voedingsspanning en de omgevingstemperatuur. Om deze redenen is individuele ijking niet nodig (tenzij uiterste nauwkeurigheid vereist is, zoals voor radioastronomische metingen). Vergeleken met een weerstand, leveren de gasontladingsruisbronnen een groot ruisvermogen. Verschillende constructies zijn mogelijk. Zoals we aanstonds zullen zien, wordt de gasontlading in decimetergolfapparatuur gekoppeld met een spiraal of met een lecherleiding, en bij centimeter- en millimetergolfapparatuur aangebracht in een golfpijp. Ook komen constructies voor met de gasontlading in een trilholte of in een hoornantenne.

In *fig. 1* zijn de grenzen waarbinnen de Philips ruisdiodes K81A en 10P en gasontladingsbuizen van verschillende constructie toepassing vinden, globaal aangegeven; een scherpe afbakening is niet mogelijk.

In dit artikel zullen de drie hoofdtypen van ruisbronnen — weerstand, diode en gasontlading — wor-

*) Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

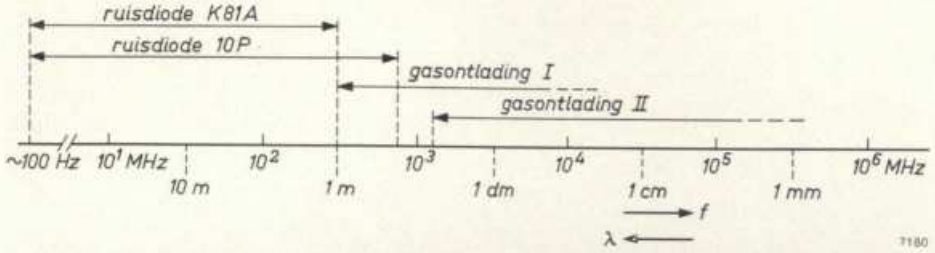


Fig. 1. Deze figuur geeft globaal aan, in welke frequentie- en golflengtegebieden weerstanden, ruisdiodes en gasontladingen bruikbaar zijn als standaardruisbron. *Gasontlading I* heeft betrekking op een gasontladingsbuis die met een spiraal is gekoppeld (fig. 17*a*), *gasontlading II* op een gasontladingsbuis in een golfpijp (fig. 17*b* en *c*).

den besproken. We zullen daarbij ingaan op enige bijzondere constructies, op correcties die in bepaalde gevallen bij de ruisdiode nodig zijn, en op gasontladingsruisbronnen voor verschillende golflengtegebieden, o.a. millimetergolven.

De weerstand als ruisbron

De thermische ruis van een weerstand R in een relatief smal frequentiegebiedje Δf om de frequentie f heen wordt gegeven door de formule van Nyquist:

$$\overline{u^2} = \frac{4\,hf}{e^{hf/kT} - 1} R\,\Delta f. \quad \ldots \quad (1)$$

Hierin is $\overline{u^2}$ de gemiddelde waarde van het kwadraat van de ruisspanning, k de constante van Boltzmann ($= 1{,}38 \times 10^{-23}$ J/°K), T de absolute temperatuur van de weerstand, en h de constante van Planck ($= 6{,}6 \times 10^{-34}$ joule seconde). Als hf klein is in vergelijking met kT, dus als

$$f \ll \frac{k}{h}\,T \approx 2 \times 10^{10}\,T \text{ Hz},$$

kan (1) vereenvoudigd worden tot

$$\overline{u^2} = 4\,k\,T\,R\,\Delta f. \quad \ldots \quad (2)$$

Meting van de ruisfactor met standaardruisweerstanden

Als voorbeeld van het gebruik van weerstanden als standaardruisbronnen kan dienen het meten van de ruisfactor van een schakeling die als lineaire vierpool is op te vatten, b.v. een versterker.

De definitie van de ruisfactor F volgens de Amerikaanse norm (53 I.R.E. 7 S1) luidt [1]):

$$F = \frac{N_0 + N_{\text{extra}}}{N_0}. \quad \ldots \quad (3)$$

Hierin is $N_0 + N_{\text{extra}}$ het totale ruisvermogen aan de uitgang in de smalle frequentieband Δf, en N_0 het gedeelte, hiertoe bijgedragen door de thermische ruis van de impedantie Z_i die uitwendig tussen de ingangsklemmen is aangesloten, en die gelijk is aan de impedantie van de signaalbron waarop de vierpool normaal is aangesloten (b.v. een antenne); de temperatuur van Z_i moet 290° K zijn. Derhalve is N_{extra} het gedeelte van de uitgangsruis dat door de vierpool wordt toegevoegd [2]).

Ter bepaling van de ruisfactor meet men de uitgangsruisvermogens (steeds in de smalle band Δf) met Z_i achtereenvolgens op de temperaturen T_1 en T_2, die bekend moeten zijn; zie *fig. 2*. Indien tussen de twee metingen in niets anders dan de temperatuur van Z_i verandert (en Z_i zelf dus constant blijft), is

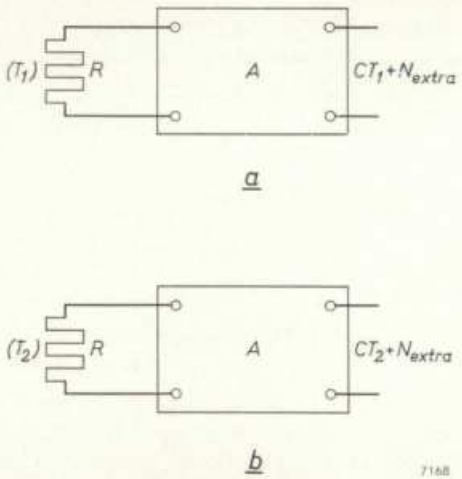


Fig. 2. Meting van de ruisfactor van een vierpool met behulp van standaardruisweerstanden. *a*) Op de ingangsklemmen van de vierpool A is een weerstand R aangesloten die de temperatuur T_1 heeft. *b*) Op de ingangsklemmen is weer een weerstand R aangesloten, nu echter met de temperatuur T_2. Uit de gemeten waarden van de uitgangsruis in een frequentiebandje Δf is de ruisfactor te berekenen.

[1]) Zie ook F. L. H. M. Stumpers en N. van Hurck, Een automatische indicator van de ruisfactor, Philips techn. T. **18**, 122-125, 1956.

[2]) Het zou hier te ver voeren, erop in te gaan hoe de aldus gedefinieerde ruisfactor afhangt van Z_i. Daarvoor verwijzen wij naar: A. G. Th. Becking, H. Groendijk en K. S. Knol, The noise factor of four-terminal networks, Philips Res. Repts. **10**, 349-357, 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het uitgangsruisvermogen wanneer Z_i de temperatuur T_1 heeft:

$$P_1 = CT_1 + N_{extra},$$

en wanneer Z_i de temperatuur T_2 heeft:

$$P_2 = CT_2 + N_{extra}.$$

In deze twee uitdrukkingen is C een constante. Duiden we de in de definitie genoemde temperatuur van 290 °K aan met T_0, dan is $N_0 = CT_0$. Met $P_2/P_1 = a$ volgt uit (3):

$$F = \frac{\frac{T_2}{T_0} + a - 1 - a\frac{T_1}{T_0}}{a-1}. \quad \ldots \quad (4)$$

Voor $T_1 = T_0$ gaat dit over in:

$$F = \frac{\frac{T_2}{T_0} - 1}{a-1}. \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Bij kleine verschillen tussen T_1 en T_0 geldt (5) nog met goede benadering.

Conform de definitie van de ruisfactor is in het bovenstaande gesproken van een impedantie Z_i. Men kan iedere impedantie samengesteld denken uit de parallelschakeling (of de serieschakeling) van een weerstand en een reactantie. De reactantie veroorzaakt geen ruis en wordt tijdens de meting niet veranderd, en kan dus beschouwd worden als te behoren tot de vierpool. De meting van de ruisfactor komt dan neer op het bepalen van de verhouding a der uitgangsruisvermogens terwijl op de ingang een weerstand R is aangesloten die de temperatuur T_1 ($\approx T_0$) resp. T_2 heeft.

Metingen met een weerstand als standaardruisbron zijn in principe bij elke frequentie te doen. In het gebied van golflengten van decimeters en korter is de weerstand zelfs de enige absolute standaardruisbron. Toch is in alle frequentiegebieden — met als enige uitzondering de audiofrequenties [3]) — de weerstand als ruisbron voor routinemetingen verdrongen door de ruisdiode of door de gasontlading. De redenen zijn van praktische aard:

1) Om de weerstand op de temperatuur T_2 te brengen, heeft men een oven of een temperatuurbad nodig, wat een onaangename complicatie is.
2) Met de temperatuur verandert in het algemeen de weerstandswaarde, waardoor een fout ontstaat. Men moet dus beschikken over twee weerstanden waarvan de ene op de temperatuur T_1 dezelfde weerstandswaarde heeft als de andere op de temperatuur T_2, die veel hoger of veel lager dan T_1 is.
3) Kiest men T_2 hoog, dan kan het temperatuurverschil T_2—T_1 niet zeer groot gemaakt worden zonder dat de hete weerstand beschadigd wordt. De hoogste temperatuur kan men verkrijgen met een wolfraamgloeidraad ($T_2 = 2700$ °K); T_2—T_1 bedraagt dan ca. 2400 °K. Dit betekent dat grote ruisfactoren met een hete weerstand niet nauwkeurig te meten zijn: N_{extra} is dan groot ten op-

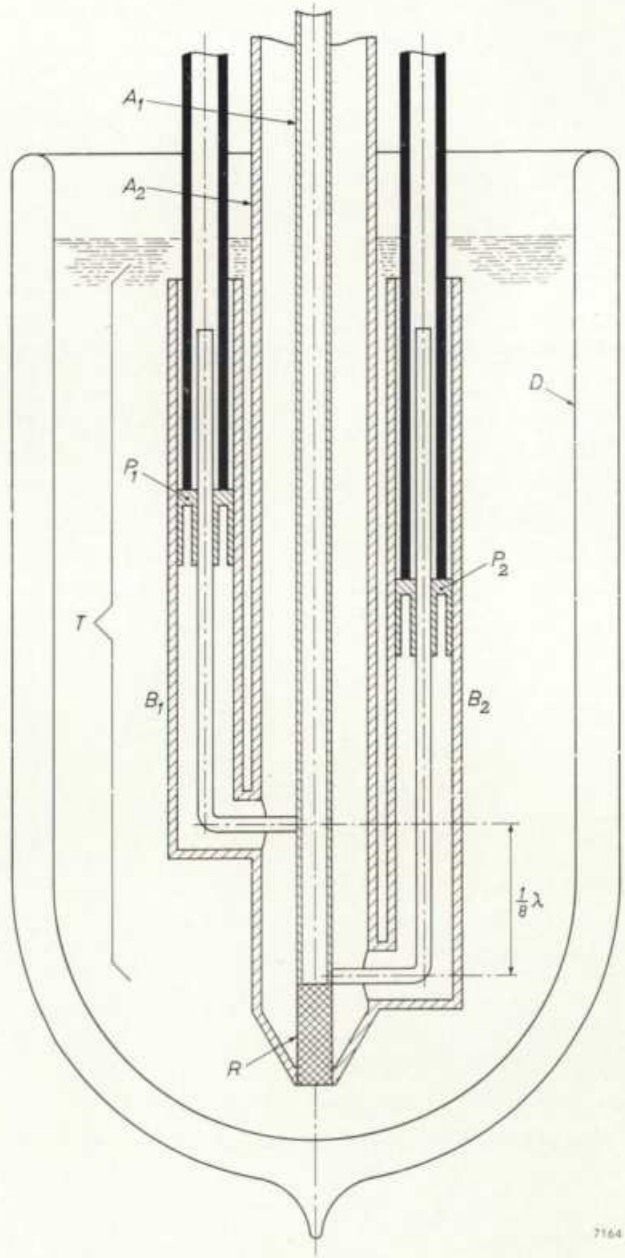


Fig. 3. Constructie van een koude standaardruisweerstand voor decimetergolven (niet op schaal). R is de eigenlijke weerstand (ca. 50 ohm): een laagje platina op glas. T coaxiale impedantietransformator, bestaande uit de binnengeleider A_1 en de buitengeleider A_2 met de coaxiale zijtakken B_1 en B_2, die door verplaatsbare kortsluitzuigers P_1 en P_2 zijn afgesloten. Bovenaan kan een coaxiale plug (N-plug) worden aangesloten. D dewarvat, gevuld met vloeibare stikstof (temperatuur $T_2 = 77$ °K).

[3]) Zie b.v. A. van der Ziel, Noise, Prentice Hall, New York 1954, blz. 31.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zichte van CT_1 en CT_2, dus $P_2 \approx P_1$, d.w.z. $a \approx 1$, zodat $a - 1$ niet nauwkeurig te bepalen is.

Behalve bij audiofrequenties wordt de weerstand als ruisbron hoofdzakelijk nog slechts gebruikt voor ijking van ruisdiodes in het dm- en van gasontladingen in het cm- en het mm-golfgebied. Aan het slot van dit artikel geven we daarvan een voorbeeld.

Speciale constructies van weerstanden als standaard-ruisbron

Voor golven die zo kort zijn dat de parasitaire zelfinductie en capaciteit van een conventionele weerstand een te grote fout zouden veroorzaken, zijn speciaal geconstrueerde weerstanden nodig. Wij beschrijven hier twee weerstanden die in het Natuurkundig Laboratorium zijn ontworpen en vervaardigd. De ene dient ter ijking van ruisdiodes bij dm-golven en is een koude weerstand ($T_2 = 77$ °K) [4]), de tweede dient ter ijking van gasontladingen bij cm- en mm-golven en is een hete weerstand ($T_2 = 1336$ °K).

a) Een koude weerstand voor dm-golven

De eigenlijke weerstand (*fig. 3*) bestaat uit een zeer dun laagje platina, aangebracht op een buisje van hardglas en geplaatst aan het eind van een impedantie-transformator met verschuifbare kortsluitzuigers. Het laagje heeft een weerstand van ca. 50 ohm. De weerstand die aan de ingang van de impedantie-transformator wordt „gezien", stelt men nauwkeurig op 50 ohm in door de zuigers zo te plaatsen dat met een staandegolfdetector waarvan de karakteristieke impedantie 50 ohm is, een staandegolfverhouding = 1 wordt gevonden. Zowel de weerstand zelf als de impedantietransformator is geheel ondergedompeld in vloeibare stikstof (temperatuur 77 °K). Ook de verliesweerstand van de transformator gedraagt zich dus, wat zijn ruisbijdrage betreft, als een weerstand met een temperatuur van 77 °K. *Fig. 4* toont het uiterlijk van de transformator met de zich daarin bevindende weerstand.

Als tweede weerstand bij de meting kan een weerstand van 50 ohm van conventionele constructie dienst doen, die zich op kamertemperatuur bevindt.

b) Een hete weerstand voor cm- en mm-golven

Een golfpijp (*fig. 5*) is aan één eind reflexievrij afgesloten door een wigvormig stuk absorberend materiaal, b.v. het keramische materiaal „Caslode".

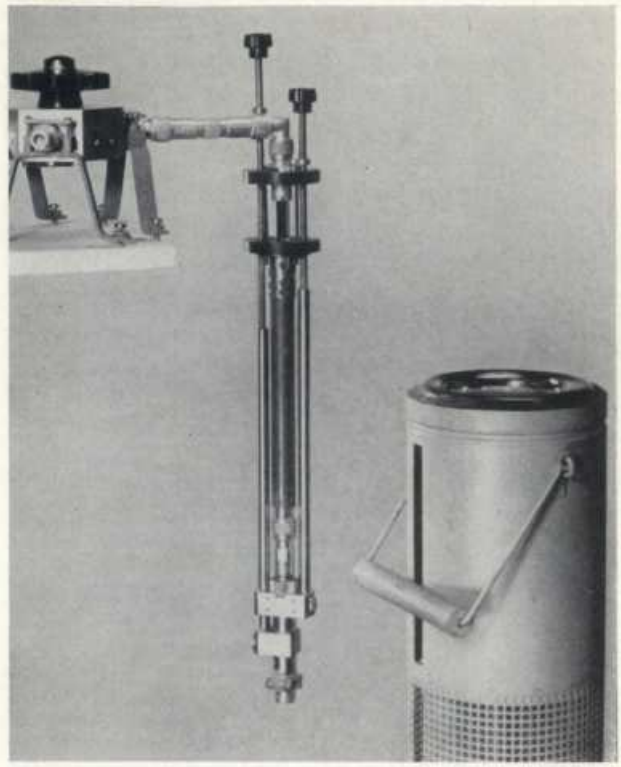


Fig. 4. De in fig. 3 geschetste impedantietransformator (met binnenin de ruisweerstand), uit het stikstofbad genomen.

Het gedeelte van de golfpijp met de wig wordt in een oven gelijkmatig op een hoge, goed gedefinieerde temperatuur gebracht. Deze temperatuur wordt gemeten met een thermokoppel of met een pyrometer, die alleen bij deze ene temperatuur — waarvoor het smeltpunt van goud is gekozen (1336 °K) — geijkt behoeft te zijn [5]).

Om oxydatie te voorkomen, is de golfpijp vervaardigd van (dun) platina. Het deel dat buiten de oven uit steekt, wordt met water gekoeld, om de

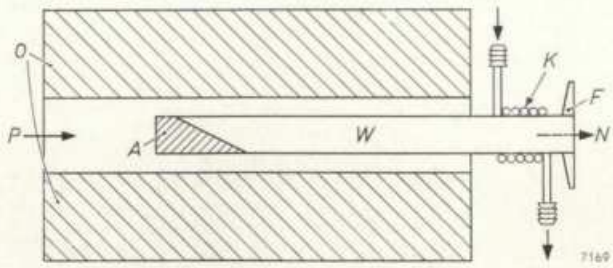


Fig. 5. Doorsnede van een hete standaardruisweerstand voor cm- of mm-golven. *W* golfpijp van platina. *A* absorptiewig (de eigenlijke ruisbron). *F* aansluitflens. *O* elektrische oven. *K* buis waar koelwater doorheen stroomt. Pijl *N* geeft de richting aan waarin de ruis uit de golfpijp treedt, pijl *P* de kijkrichting van de optische pyrometer waarmee de temperatuur T_2 van de wig *A* wordt bepaald.

[4]) Een andere koude weerstand is beschreven in Philips techn. T. **21**, 323 (fig. 13), 1959.

[5]) Voor de ijkmethode, zie K. S. Knol, A thermal noise standard for microwaves, Philips Res. Repts. **12**, 123-126, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

aansluitflens en wat daarop is aangesloten, voor te hoge temperatuur te vrijwaren. In *fig. 6* ziet men golfpijpen van dit type voor 3 cm en 8 mm golflengte.

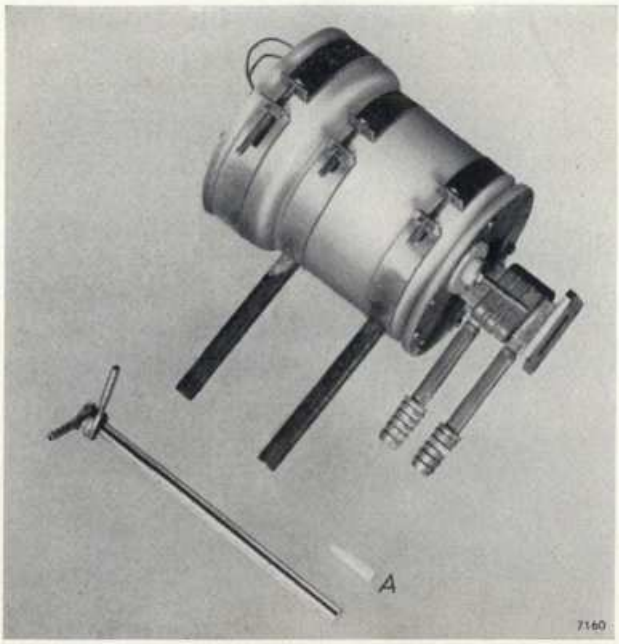


Fig. 6. Hete standaardruisbronnen volgens fig. 5, voor golflengten van 3 cm (met oven) en 8 mm (zonder de oven). Bij *A* de absorptiewig van „Caslode" voor de 8-mm-golfpijp.

Als tweede weerstand fungeert bij de meting een golfpijp met een stukje hout erin als absorberend materiaal, op kamertemperatuur.

Met twee opmerkingen willen wij deze beschouwingen over de standaardruisweerstand besluiten. De eerste betreft de keus tussen een koude en een hete weerstand, de tweede een correctie die in bepaalde gevallen nodig is.

Zoëven is voor dm-golven een koude en voor cm- en mm-golven een hete weerstand besproken. In principe is ook het omgekeerde mogelijk. Een hete weerstand heeft tegenover een koude het voordeel dat het afgegeven ruisvermogen groter is; daardoor kan de meetnauwkeurigheid (behalve als het ruisgetal klein is) groter zijn. Dit is een argument om een hete weerstand te kiezen. De dm-golftechniek, waarin met lecher- of met coaxiale leidingen wordt gewerkt, leent zich echter voor hoge temperaturen minder goed dan de microgolftechniek met zijn golfpijpen. Om deze technologische reden hebben wij voor dm-golven de voorkeur gegeven aan een koude weerstand.

Bij de standaardruisweerstand die zich op de hoge of lage temperatuur T_2 bevindt, heerst in de toevoerleiding (coaxiale kabel, golfpijp) een temperatuurgradiënt. Hiermee moet men in verschillende opzichten rekening houden. Ten eerste moeten de gebruikte materialen tegen het temperatuurverval bestand zijn. In de tweede plaats is op de berekende waarde van de door de weerstand R opgewekte ruis een correctie nodig indien de verliezen in de toevoerleiding van enige betekenis zijn (b.v. enige % van die in R): enerzijds gaat van de door R opgewekte ruis een deel in de verliesweerstand van de toevoerleiding verloren, anderzijds voegt de verliesweerstand zelf een zekere hoeveelheid ruis toe.

De diode als ruisbron

Een in het verzadigingsgebied werkende diode gedraagt zich in een groot frequentiegebied als een ruisstroombron met een als oneindig groot te beschouwen inwendige weerstand. In een relatief smalle band Δf binnen dit frequentiegebied is het gemiddelde van het kwadraat van de ruisstroom gegeven door de formule van Schottky:

$$\overline{i^2} = 2qI_s\Delta f. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Hierin stelt q de lading van het elektron voor ($= 1{,}60 \times 10^{-19}$ C) en I_s de verzadigingsstroom die door de diode vloeit. I_s hangt af van de temperatuur van de gloeidraad, zodat men, door de gloeistroom te veranderen, de ruisstroom een andere waarde kan geven.

Bij de metingen schakelt men meestal de ruisdiode parallel met een weerstand R (*fig. 7a*). In fig. 7*b* wordt de diode gerepresenteerd door een ruisstroombron I, en de weerstand R door een even grote, maar ruisvrij gedachte, weerstand R^* in serie met een ruisspanningsbron U, die de thermische ruis van R in rekening brengt. Behalve deze thermische ruis, gegeven door $4kT_1R\Delta f$ (als T_1 de temperatuur van R is), staat in fig. 7*a* over R de ruisspanning die de ruisstroom van de diode erin opwekt; deze ruis is gegeven door $2qI_sR^2\Delta f$. Daar de twee ruisbronnen onafhankelijk van elkaar zijn, vindt men

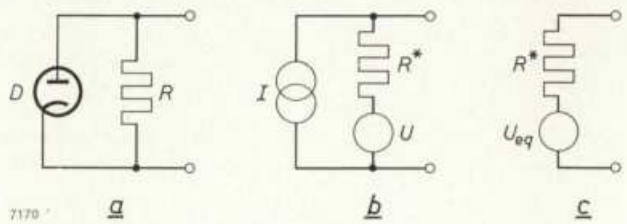


Fig. 7. *a*) Ruisdiode D met parallelgeschakelde weerstand R. *b*) Vervangingsschema van (*a*), bestaande uit de parallelschakeling van een ruisstroombron I, die de ruis van de diode representeert, en een ruisvrije weerstand R^* in serie met een ruisspanningsbron U, die de ruis van R in rekening brengt. *c*) Vervangingsschema van (*b*) — dus ook van (*a*) —, bestaande uit de ruisvrije weerstand R^* in serie met een ruisspanningsbron U_{eq} die dezelfde ruis levert als een weerstand R op de temperatuur T_{eq} zou doen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de totale ruis door de twee genoemde bijdragen eenvoudig bij elkaar op te tellen. Men kan nu vragen naar de temperatuur T_{eq} waarop een weerstand R gebracht moet worden om deze een thermische ruis te doen geven die gelijk is aan het genoemde totaal:

$$4\,kT_{eq}R\Delta f = 4kT_1R\Delta f + 2qI_sR^2\Delta f.$$

Hieruit kan men T_{eq} oplossen:

$$T_{eq} = \frac{q}{2k} I_sR + T_1\,.$$

Invullen van de getalwaarden van q en k geeft: $q/2k = 5800\ °K/V = 20 \times 290\ °K/V = 20\ T_0\ °K/V$, zodat men de formule voor T_{eq} ook als volgt kan schrijven:

$$T_{eq} = 20I_sRT_0 + T_1. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

De parallelschakeling van een ruisdiode en een weerstand R (fig. 7*a*) vormt dus een ruisbron die gelijkwaardig is met een weerstand R op de temperatuur T_{eq} (in fig. 7*c* voorgesteld als een ruisvrije weerstand R^* in serie met een ruisspanningsbron U_{eq}), en T_{eq} is volgens (7) regelbaar met de stroom I_s, dus met de gloeistroom van de diode.

Bepaling van de ruisfactor met een ruisdiode

De ruisfactor van een vierpool kan men als volgt bepalen met behulp van een ruisdiode. Men sluit de parallelschakeling van de diode en een weerstand aan op de ingangsklemmen van de vierpool en men meet aan de uitgang, in de smalle frequentieband Δf, het ruisvermogen P_1 als de diode stroomloos is, en het ruisvermogen P_2 met de diode in werking. Stellen we weer $P_1/P_2 = a$, dan vinden we uit de definitie van de ruisfactor, gebruik makend van (6) en (7):

$$F = \frac{20\ I_sR - 1 + a + (1-a)\dfrac{T_1}{T_0}}{a-1}. \qquad (8)$$

Deze formule wordt aanzienlijk eenvoudiger indien de temperatuur T_1 van de weerstand ongeveer gelijk is aan T_0 (= 290 °K) en men bovendien aan a de waarde 2 geeft (dus indien men de diodestroom I_s zo instelt dat $P_2 = 2P_1$, vgl. [1])). Dan wordt namelijk

$$F = 20\ I_sR\,. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

De formules (8) en (9) gelden in een groot frequentiegebied. Hierin is de diode een absolute standaardruisbron, want de formules bevatten geen empirische constanten. Wij zullen ons nu bezighouden met de grenzen van dit frequentiegebied. Het zal blijken dat deze deels van principiële aard zijn en deels een gevolg van de afmetingen van de diode.

Benedengrens van het frequentiegebied

Beneden een zekere frequentie vertoont een diode niet alleen de bovenbesproken ruis, die als oorzaak het hageleffect heeft, maar bovendien een ander soort ruis, de zg. flikkerruis [6]). Volgens één der theorieën over de flikkerruis hangt dit verschijnsel samen met het „scintillerende" karakter van de emissie: nadat een bepaald plekje van de katode een plukje elektronen heeft geëmitteerd, duurt het enige tijd voordat dit zelfde plekje opnieuw kan emitteren. Uit onderzoekingen [7]) is gebleken dat een wolfraamkatode, zoals in ruisdiodes wordt gebruikt, pas bij frequenties van 10 Hz en lager duidelijk flikkerruis vertoont. Onzuiverheden in de katode en sporen gas kunnen deze grens echter verhogen, zodat het veiliger is, een diode niet voor ruismetingen te gebruiken beneden 100 of 1000 Hz.

In de praktijk is deze beperking van weinig belang, omdat men voor audiofrequenties toch maar zelden van ruisdiodes gebruik maakt. Ruismetingen doet men daar meestal met weerstanden, en wel met twee weerstanden van verschillende weerstandswaarde, beide op kamertemperatuur [8]).

Bovengrens van het frequentiegebied

Bij zeer hoge frequenties zijn er twee oorzaken die aanleiding geven tot afwijkingen van de formule van Schottky (verg. 6): de zg. transformatiefout en de looptijdfout. De transformatiefout is toe te schrijven aan parasitaire capaciteiten en zelfinducties, de looptijdfout wordt van belang bij frequenties die zo hoog zijn dat de trillingstijd niet meer lang is ten opzichte van de looptijd gedurende welke de elektronen in de diode onderweg zijn van de katode naar de anode. We zullen nu de grootte van deze fouten nagaan.

De transformatiefout

In dit tijdschrift is enige jaren geleden een kort artikel verschenen [9]) dat een nieuwe ruisdiode beschrijft (de al genoemde buis 10 P) en twee schakelingen voor ruismetingen met deze buis in het decimetergolfgebied; de ene schakeling werkt met een lecherleiding, de andere met een coaxiaal systeem (*fig. 8a*). Voor het berekenen van de transformatiefout van zo'n schakeling maken we gebruik van het vervangingsschema dat is afgebeeld in *fig. 9a*. Hierin

[6]) W. Schottky, Small-shot effect and flicker effect, Phys. Rev. **28**, 74-103, 1926.

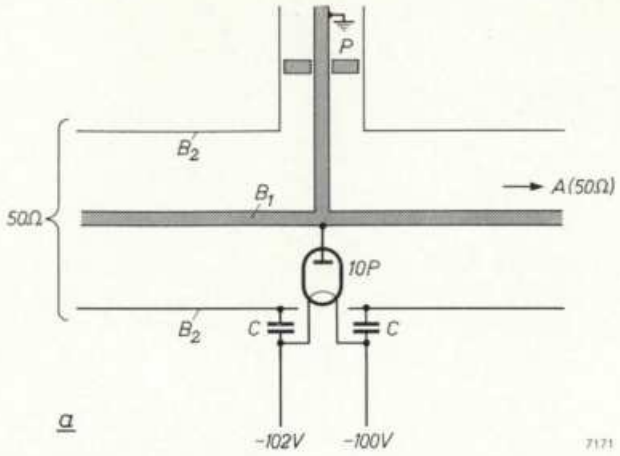
[7]) J. G. van Wijngaarden, K. M. van Vliet en C. J. van Leeuwen, Low-frequency noise in electron tubes, Physica **18**, 689-704, 1952.

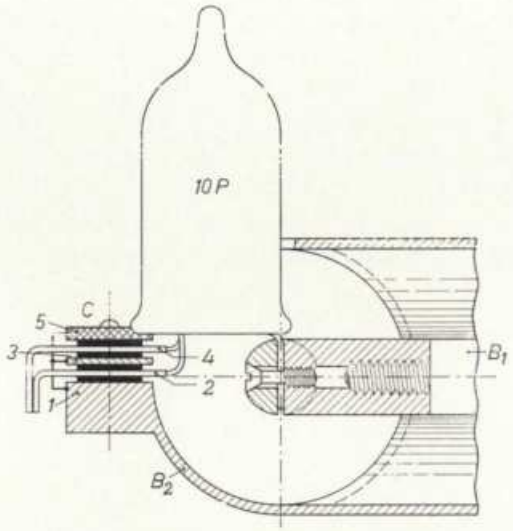
[8]) Zie het in [3]) aangehaalde boek van Van der Ziel, blz. 75 e.v.

[9]) H. Groendijk, Een ruisdiode voor decimetergolven, Philips techn. T. **19**, 383-385, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023





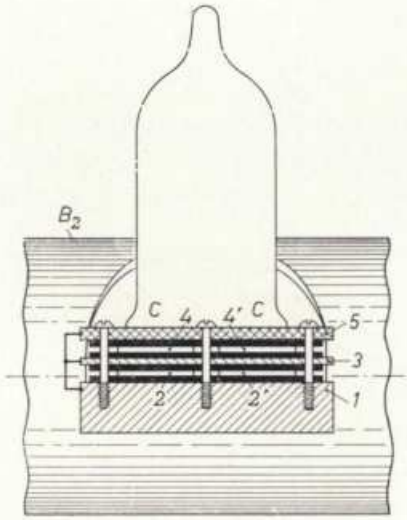


Fig. 8. De ruisdiode 10 P in een coaxiaal systeem. *a*) Schematische doorsnede, *b*) en *c*) aanzichten. De diode steekt door een gat in de buitengeleider B_2, waarmee de gloeidraad is verbonden via de koppelcondensatoren C (ieder met capaciteit $\frac{1}{2}C_1$). De anode is aangesloten op de centrale geleider B_1. Rechts in (*a*) wordt de te onderzoeken vierpool A aangesloten, links een reflexievrije afsluiting. Met de kortsluitzuiger P in de zijbuis wordt de invloed van de eigen capaciteit der diode en van de impedantie der koppelcondensatoren weggestemd.

In een nieuwe buishouder (*b* en *c*) hebben de condensatoren C een diëlektricum van mica (zwart in de figuur). De condensatorplaten *1*, *3* en *5* zijn verbonden met de buitengeleider B_2 van het coaxiale systeem; de platen *2* en *4* zijn verbonden met één zijde van de gloeidraad, de platen *2'* en *4'* met de andere zijde.

stelt de stroombron i de ruisdiode voor, C_0 de eigen capaciteit van de diode, L_0 de zelfinductie van de toevoerleidingen, Z_1 de impedantie van de koppelcondensatoren, en Z de weerstand R met ermee parallelgeschakeld een stuk leiding met aan het andere eind een kortsluitzuiger, die zo is geplaatst dat, bij de werkfrequentie f, de impedantie Z gelijk is aan R (dus zo dat bij deze frequentie het stuk kortgesloten leiding de invloed van de verschillende reactanties juist opheft). Om de invloed van L_0, C_0 en Z_1 op de ruis na te gaan, transformeren we deze schakeling tot een andere, waarin de stroombron i' parallelgeschakeld is met Z (fig. 9*b*); i' is de stroom die over de ruisvrije weerstand R^* (fig. 9*c*) een ruisspanning opwekt die gelijk is aan de uitgangsruisspanning in fig. 9*a*. Men kan afleiden dat de twee schakelingen bij de frequentie f gelijkwaardig zijn als tussen de stromen i' en i de volgende betrekking bestaat:

$$i' = \frac{i}{1 - (2\pi f)^2 L_0 C_0 + \mathrm{j} \times 2\pi f C_0 Z_1}. \qquad (10)$$

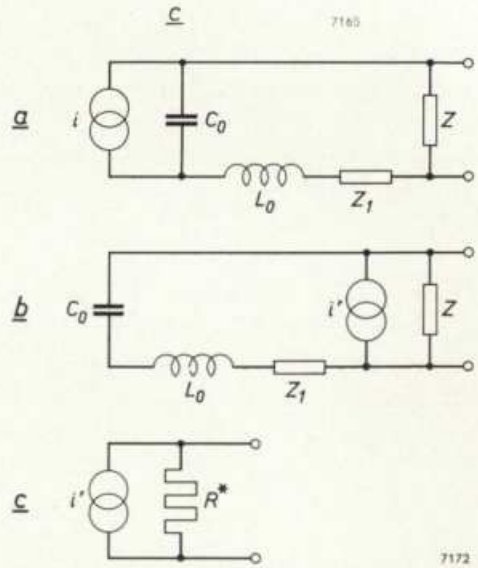


Fig. 9. *a*) Vervangingsschema van een ruisdiode (ruisstroombron i) met eigen capaciteit C_0. Verder is L_0 de zelfinductie van de toevoerdraden, Z_1 de impedantie van de koppelcondensatoren, en Z de impedantie van de weerstand R parallel met een stuk leiding.
b) De stroombron i in (*a*) is vervangen door een stroombron i' parallel met Z.
c) Vervangingsschema van (*b*), bestaande uit de stroombron i' parallel met de ruisvrije weerstand R^*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De impedantie Z_1 van de twee koppelcondensatoren parallel blijkt redelijk goed benaderd te kunnen worden door de impedantie van een capaciteit C_1 en een zelfinductie L_1 in serie. Voeren we een frequentie f_t in, gedefinieerd door $(L_0 + L_1)C_0 = (2\pi f_t)^2$, dan vinden we uit (10), na kwadratisch middelen, voor de transformatiefactor γ_t:

$$\gamma_t = \frac{\overline{i'^2}}{\overline{i^2}} = \left[1 - \left(\frac{f}{f_t}\right)^2 + \frac{C_0}{C_1}\right]^{-2}.$$

$1 - \gamma_t$ is de gezochte transformatiefout.

De capaciteit van de koppelcondensatoren is zonder bezwaar zo groot te maken dat C_1 groot is ten opzichte van de eigen capaciteit C_0. Dan is, althans bij frequenties f die niet te dicht bij f_t liggen, C_0/C_1 te verwaarlozen:

$$\gamma_t \approx \left[1 - \left(\frac{f}{f_t}\right)^2\right]^{-2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Fig. 10 geeft γ_t als functie van f volgens (11), met f_t als parameter. Bij frequenties veel lager dan f_t is γ_t ongeveer 1, de transformatiefout dus ongeveer

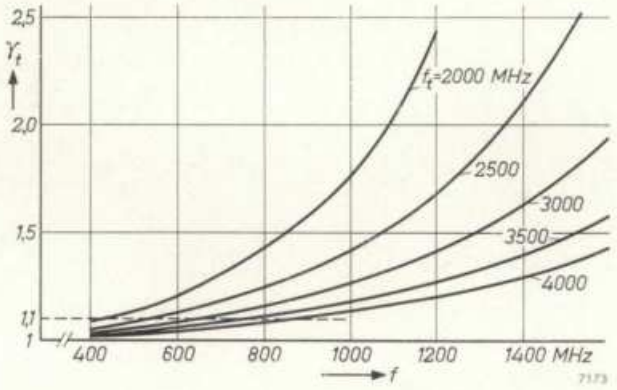


Fig. 10. De transformatiefactor γ_t, gegeven door (11), als functie van de frequentie f, met de frequentie f_t als parameter.

nul. De waarde van f waarbij γ_t de waarde 1,10 bereikt, d.i. $f = 0{,}22\ f_t$, is ongeveer de bovengrens van het frequentiegebied waarin de diode beschouwd kan worden als een absolute standaardruisbron; bij hogere frequenties wordt de correctie $1 - \gamma_t$ te onnauwkeurig.

Uit fig. 10 blijkt dat $1 - \gamma_t$ sterk toeneemt met groter wordende f_t. Het is dus zaak, $f_t = 1/[2\pi\sqrt{(L_0 + L_1)C_0}]$ zo groot mogelijk te maken, dus L_0, L_1 en C_0 zo klein mogelijk. Goede montage van de diode en goede keus van de koppelcondensatoren zijn in dit opzicht dan ook zeer belangrijk. C_0 heeft bij de ruisdiode 10 P de zeer geringe waarde van 1,8 pF. De waarden van L_0 en L_1 hangen sterk af van de constructie van de buishouder en de koppelcondensatoren. In het aangehaalde artikel [9]) is voor coaxiale opstellingen een buishouder met keramische koppelcondensatoren beschreven. In een later model (fig. 8*b* en *c*) zijn deze condensatoren vervangen door micacondensatoren (van 230 pF elk, zodat $C_1 = 460$ pF). Voor de frequentie f_t van de buis 10 P in deze houder is uit impedantiemetingen de waarde 2900 MHz gevonden, en ruismetingen [10]) bij 500 tot 1500 MHz leverden, afhankelijk van de frequentie, waarden van 2600 tot 3400 MHz. Vergelijkt men deze uitkomsten met de resonantiefrequentie van de diode zelf: $1/(2\pi\sqrt{L_0 C_0}) = 3500$ MHz, dan blijkt dat de parasitaire zelfinductie L_1 bevredigend klein genoemd kan worden.

De looptijdfout

In een diode zijn de elektronen een eindige tijd van de katode naar de anode onderweg. Bij diodes zoals de 10 P, van coaxiale cirkelcilindrische constructie met een katodediameter van 0,1 mm en een anodediameter van 1 mm, en met een anodespanning V_a die zo hoog is dat de diode ruimschoots verzadigd is, bedraagt de looptijd τ:

$$\tau = \frac{1{,}08 \times 10^{-9}}{\sqrt{V_a}} \text{ seconde} \quad . \quad . \quad (12)$$

(met V_a in volts). Gedurende deze tijd induceert het elektron een stroomimpuls in de uitwendige keten. Als men aanneemt dat de stroomimpulsen van de verschillende elektronen die onderweg zijn, onafhankelijk van elkaar zijn (d.w.z. dat de elektronen volgens het toeval geëmitteerd worden en dat er geen ruimtelading is), en bovendien dat de elektronen zonder beginsnelheid en radiaal van de katode vertrekken, kan men door een geschikte sommatie van de stroomimpulsen de ruisstroom berekenen [11]). Men vindt dan dat aan de verg. (6) van Schottky een looptijdfactor γ_τ moet worden toegevoegd:

$$\overline{i^2} = 2\gamma_\tau q I_s \Delta f. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Voor de buis 10 P in ruimschoots verzadigde toestand is deze factor gegeven door

$$\gamma_\tau = 1 - 2{,}67\ (f\tau)^2,$$

waarin de termen met de vierde en hogere machten van $f\tau$ zijn verwaarloosd. Maken we gebruik van (12), dan gaat deze formule over in

$$\gamma_\tau = 1 - 3{,}13\ \frac{f^2}{V_a} \times 10^{-18}. \quad . \quad . \quad (14)$$

[9]) Zie blz. 293, „Experimentele bepaling van $\gamma_t\gamma_\tau$".

[10]) E. Spenke, Die Frequenzabhängigkeit des Schroteffektes, Wiss. Veröff. Siemens-Werken **16** no. 3, 127-136, 1937. G. Diemer en K. S. Knol, Geruis van elektronenbuizen bij zeer hoge frequenties, I. De diode, Philips techn. T. **14**, 93-105, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Men ziet uit (14) dat γ_τ voor lage frequenties tot 1 nadert, zodat (13) dan overgaat in (6), de oorspronkelijke vergelijking van Schottky. Past men (6) toe voor hogere frequenties, dan ontstaat een fout $1 - \gamma_\tau$, de zg. looptijdfout.

Opgemerkt moet worden dat de looptijdfout groter is dan uit (14) volgt als de anodespanning zo laag is dat de diode maar nauwelijks verzadigd is. Dit komt ten dele doordat de onderstelling dat de elektronen radiaal en zonder beginsnelheid de katode verlaten, dan niet meer juist is (een elektron dat niet radiaal vertrekt, heeft een langere looptijd dan een dat het wel doet, en induceert bij gevolg een impuls van afwijkende vorm). Een tweede oorzaak is dat de ruimtelading het potentiaalverloop, en daarmee de looptijd, wijzigt. Als gevolg van een en ander is verg. (12), en dus ook (14), bij onvoldoend hoge V_a niet meer geldig.

Er is dus behoefte aan een kenmerk om uit te maken of de diode al dan niet verzadigd is. Aan het verloop van de anodestroom I_d ($\leqq I_s$) als functie van V_a kan men dit niet duidelijk genoeg zien. Een scherper criterium kan men ontlenen aan het verloop van de factor Γ^2, die de onderdrukking van de ruimtelading tot uitdrukking brengt, met V_a. Deze factor komt voor in de formule voor de hagelruis van een diode bij niet al te hoge frequenties (tot ca. 100 MHz):

$$\overline{i^2} = 2\,\Gamma^2 q I_d \Delta f.$$

De factor Γ^2, gelijk aan 1 bij verzadiging, neemt snel tot een kleine waarde af als de diode minder verzadigd raakt en de invloed van de ruimtelading dus bespeurbaar wordt. Voor een gegeven waarde van V_a is een maximale waarde van I_d aan te geven waarbij Γ^2 van 1 gaat afwijken en de verzadigingstoestand dus niet meer aanwezig is.

In *fig. 11* is voor de diode 10 P bij 30 MHz de factor Γ^2 uitgezet als functie van V_a, met I_d als parameter. Hieruit is bepaald hoe groot bij gegeven waarden van I_d de spanning V_a ten minste moet zijn

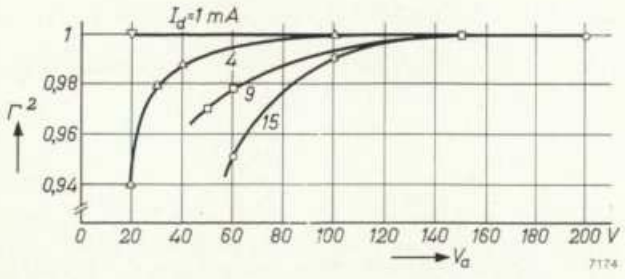


Fig. 11. De factor Γ^2 van de ruisdiode 10 P bij 30 MHz als functie van de anodespanning V_a, voor verschillende waarden van de diodestroom I_d.

als Γ^2 niet meer dan 1%, 2% of 3% van 1 mag afwijken; zie *fig. 12*. In deze laatste figuur zijn ook de waarden van V_a uitgezet waarbij de anodedissipatie $I_d V_a$ de waarde 2 W bereikt die voor de buis 10 P als maximum geldt. Instellingen in het gearceerde gebied zijn dus niet toegelaten.

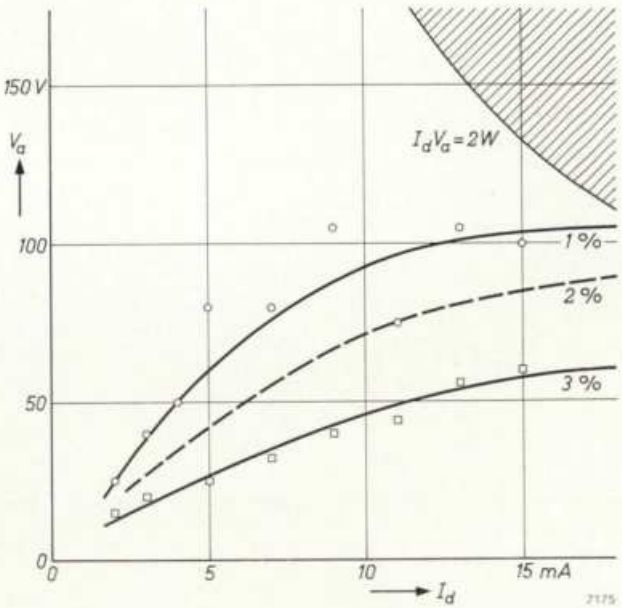


Fig. 12. Voor de ruisdiode 10 P is als functie van de diodestroom I_d de anodespanning V_a uitgezet waarbij Γ^2 resp. 1%, 2% en 3% van 1 verschilt. De kromme $I_dV_a = 2$ W geeft de waarden van V_a aan waarbij $I_dV_a = 2$ W.

Combinatie van de transformatie- en de looptijdfout

Daar er in het algemeen zowel een transformatie- als een looptijdfout aanwezig is, moeten we beide in aanmerking nemen:

$$\overline{i'^2} = 2\gamma_t\gamma_\tau q I_s \Delta f.$$

De hoogste frequentie waarvoor men de ongewijzigde formule van Schottky nog mag toepassen, is dus die waarbij $\gamma_t\gamma_\tau$ in nog juist toelaatbare mate van 1 afwijkt. In verband met de nauwkeurigheid van de meeste ruismetingen stelt men deze afwijking gewoonlijk op 10%. Kent men $\gamma_t\gamma_\tau$ in een bepaald frequentiegebied, dan kan men de formule van Schottky corrigeren, zodat ook in dat gebied de diode nog bruikbaar is.

Uit (11) en (14) blijkt dat, voor f kleiner dan f_t, de twee factoren γ in tegengestelde zin van 1 verschillen: γ_t is groter dan 1, γ_τ is kleiner dan 1. De twee fouten compenseren elkaar dus ten dele. Onder de gebruikelijke omstandigheden verschilt γ_t meer van 1 dan γ_τ. Men kan de compensatie dus verbeteren, d.w.z. het produkt $\gamma_t\gamma_\tau$ dichter bij 1 brengen, door de looptijd te verlengen, wat men kan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

doen door de anodespanning te verlagen (*fig. 13a*). Men mag daarmee echter niet zo ver gaan dat de diode niet meer verzadigd zou zijn; er zou zich dan ruimtelading vormen, waardoor γ_τ afhankelijk van de diodestroom zou worden. Het effect van de ruimtelading kan bij hoge frequenties (van de orde van 1 GHz) groter zijn dan bij lagere.

Hoe groot het effect van verlaging van de anodespanning is, kan slechts ruw worden berekend, aangezien men in een gebied komt waarin (14) niet meer geldig is. Men is dus aangewezen op ijking. Duidelijk komt dit tot uiting door fig. 13*a* te vergelijken met fig. 13*b*. Beide grafieken geven γ_τ als functie van de frequentie voor verschillende waarden van de anodespanning, en wel fig. 13*a* uit (14) berekende waarden, en fig. 13*b* gemeten waarden. Aangenomen is dat γ_τ voor $V_a = 300$ V verloopt volgens (14) (uit de theorie, aangevuld met metingen, volgt dat dit binnen ca. 2% juist zal zijn). Ten opzichte van de waarden van γ_τ bij $V_a = 300$ V zijn de waarden gemeten bij $V_a = 200$, 100 en 50 V (γ_τ afzonderlijk kan namelijk niet worden gemeten, wèl het produkt $\gamma_t\gamma_\tau$, zie de volgende paragraaf). We zien uit fig. 13*a* en *b* dat de gemeten γ_τ bij dalende anodespanning in toenemende mate gaat afwijken van de berekende: bij $V_a = 200$ V gemiddeld ca. 1%, bij 100 V gemiddeld ca. 4% en bij 50 V gemiddeld ca. 5%.

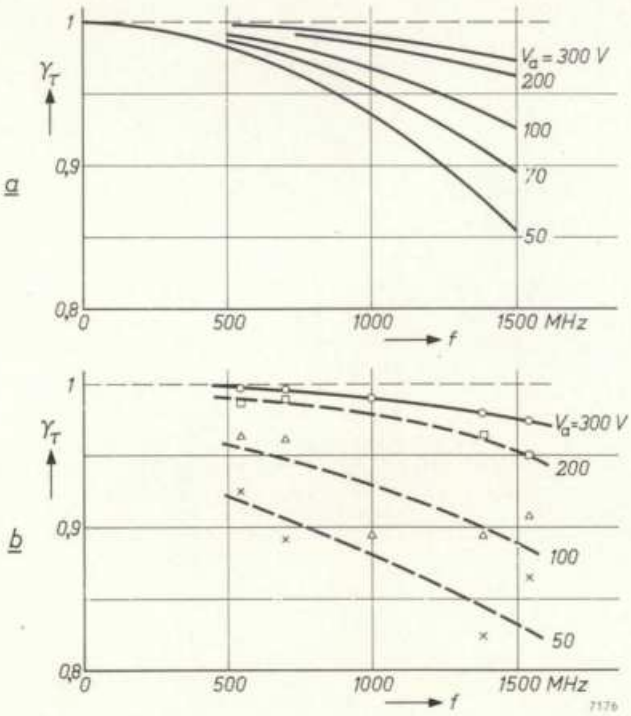


Fig. 13. *a*) Berekende waarden van de looptijdfactor γ_τ van de ruisdiode 10 P als functie van de frequentie f, met de anodespanning V_a als parameter.
b) Gemeten waarden van γ_τ voor $V_a = 200$, 100 en 50 V, in verhouding tot de berekende waarden voor $V_a = 300$ V.

In *fig. 14* zijn berekende en gemeten waarden van $\gamma_t\gamma_\tau$ voor de diode 10 P als functie van de frequentie uitgezet, met V_a als parameter. Verlaging van V_a van 100 tot 50 V vergroot het frequentiegebied van ca. 730 tot ca. 980 MHz, een winst van 35%. Als groot nadeel staat hiertegenover dat bij $V_a = 50$ V

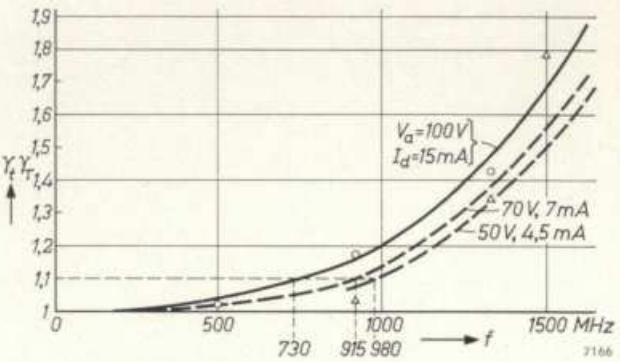


Fig. 14. De krommen geven de berekende waarden van $\gamma_t\gamma_\tau$ voor de ruisdiode 10 P met verschillende combinaties van V_a en I_d. De aangegeven meetpunten gelden alle voor $V_a = 100$ V; de cirkeltjes hebben betrekking op vergelijking met een koude standaardruisweerstand, de driehoekjes op vergelijking met een gasontladingsruisbron volgens fig. 17*a*, die tevoren was geijkt met een hete standaardruisweerstand.

de diodestroom slechts 4,5 mA mag zijn, omdat anders blijkens fig. 12 de factor I^2 meer dan 1% van 1 gaat afwijken. Als gevolg van deze kleine diodestroom kan men alleen kleine ruisfactoren goed meten, grote niet, althans niet zonder correctie.

Experimentele bepaling van $\gamma_t\gamma_\tau$

De grootheid $\gamma_t\gamma_\tau$ is als volgt langs experimentele weg bepaald[12]). Een weerstand $R(T_1)$ bevindt zich op kamertemperatuur, en een ongeveer even grote weerstand $R(T_2)$ op 77 °K (in vloeibare stikstof). Beide zijn voorzien van een regelbare impedantietransformator (b.v. van het type zoals in fig. 3 is geschetst), die dezelfde temperatuur heeft als de bijbehorende weerstand. Eerst wordt met behulp van een staandegolfdetector bij één van deze weerstanden de getransformeerde weerstandswaarde zo goed mogelijk (tot op ca. 5%) gelijk gemaakt aan 50 ohm. Dan wordt deze weerstand via een coaxiale omschakelaar aangesloten op een meetbrug (die niet geijkt behoeft te zijn), die men vervolgens in evenwicht brengt. Daarna sluit men door omzetten van de schakelaar de andere weerstand op de brug aan en men regelt de impedantietransformator van deze tweede weerstand zo dat de brug weer in evenwicht is. Door deze substitutiemethode lukt het, de twee weerstanden

[12]) Door W. E. C. Dijkstra, van dit laboratorium.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tot op 0,1% nauwkeurig aan elkaar gelijk te maken.

Daarna wordt de schakeling gemaakt die in *fig. 15* is weergegeven: achter de schakelaar S komt een ruisdiode 10 P in een coaxiale houder [13]), vervolgens een meetontvanger, met daarop aangesloten een schrijver. *Fig. 16* toont een deel van de apparatuur.

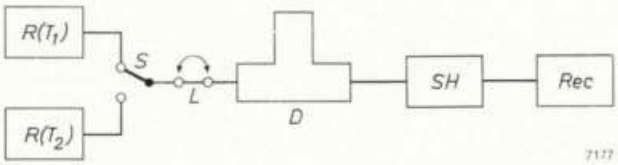


Fig. 15. Meting van $\gamma_t\gamma_r$. De weerstanden $R(T_1)$ en $R(T_2)$ hebben zo goed mogelijk dezelfde weerstandswaarde R ($\approx$ 50 ohm) bij resp. de temperatuur T_1 ($\approx$ kamertemperatuur) en T_2 (= 77 °K). D ruisdiode 10 P in coaxiale houder. SH superheterodyneontvanger. *Rec* schrijver. Met schakelaar S in de getekende stand en de diode zonder gloeistroom heeft de schrijver een bepaalde uitslag. Met S in de andere stand regelt men de gloeistroom zo dat de schrijver een even grote uitslag krijgt. Uit verg. (15) is dan $\gamma_t\gamma_r$ te berekenen.

Bij L kan een coaxiale leiding met karakteristieke impedantie = 50 ohm en $\frac{1}{4}$ golflengte lang worden tussengevoegd voor een tweede meting, ter verkleining van de fout die ontstaat doordat $R(T_1)$ en $R(T_2)$ niet precies dezelfde waarde hebben.

Men schakelt nu met S de weerstand $R(T_1)$ in, terwijl de diode nog geen gloeistroom heeft. De ruis van $R(T_1)$ die via de schakelaar en de diodehouder de ontvanger bereikt, veroorzaakt een bepaalde uitslag van de schrijver. Dan wordt overgeschakeld op $R(T_2)$ en men regelt de gloeistroom van de diode zo dat de schrijver dezelfde uitslag heeft als zoëven. Dan is de ruis die de weerstand op 77 °K samen met de diode produceert, dus juist gelijk aan de ruis van de weerstand op de temperatuur T_1. Voor deze toestand is gemakkelijk de volgende formule voor $\gamma_t\gamma_r$ af te leiden:

$$\gamma_t\gamma_r = \frac{T_1 - 77}{RT_0I_s \times 20}. \quad \ldots \quad (15)$$

Belangrijk is dat de ontvanger niet geijkt behoeft te zijn. Daar echter R in de formule voorkomt, moet de waarde van R nauwkeurig bekend zijn.

[13]) De schakelaar met de weerstanden neemt dus de plaats in van de anodeweerstand van 50 ohm die beschreven is in het in [9]) aangehaalde artikel.

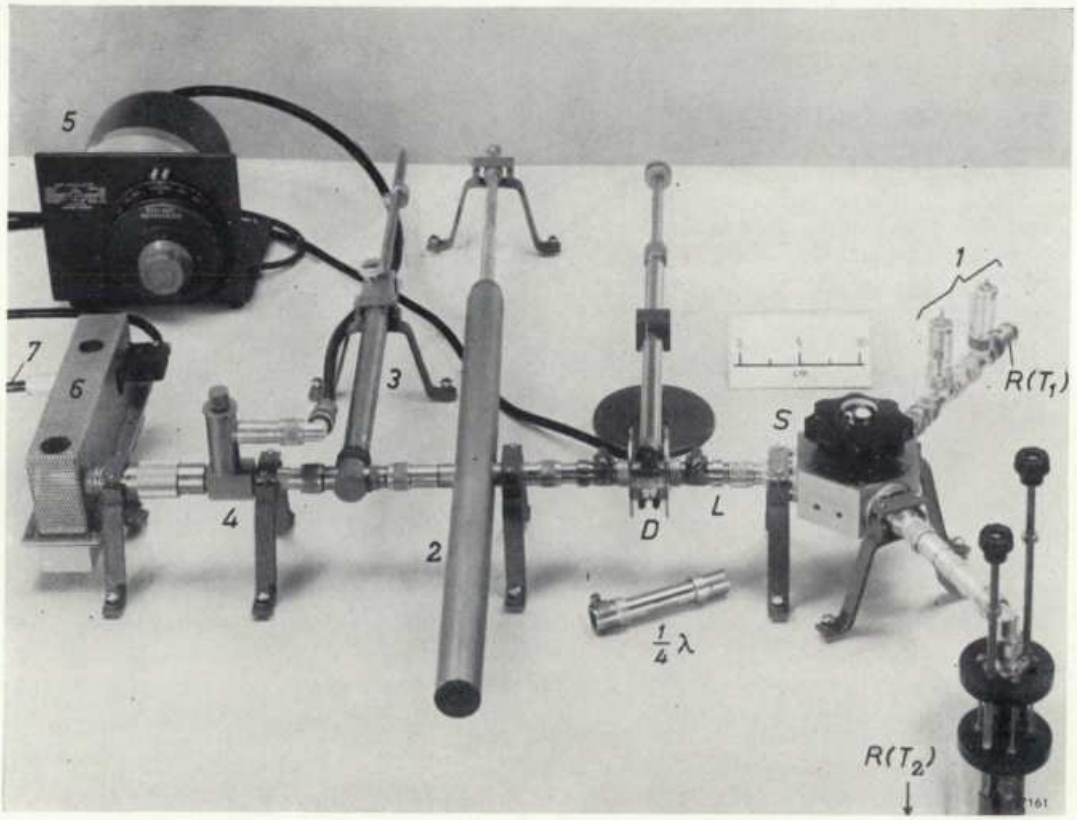


Fig. 16. Deel van de apparatuur voor het meten van $\gamma_t\gamma_r$ bij decimetergolven volgens het schema van fig. 15. $R(T_1)$ standaardruisweerstand op kamertemperatuur, met aanpastransformator *1*. $R(T_2)$ standaardruisweerstand op 77 °K volgens fig. 3 en 4 (men ziet alleen het bovenste deel van de impedantietransformator). S coaxiale omschakelaar. D ruisdiode 10 P in houder volgens fig. 8. Bij L kan een stuk golfpijp van $\frac{1}{4}$ golflengte worden tussengevoegd.

De apparatuur links van D is een deel van de superheterodyneontvanger: *2* coaxiale trilholte, die als filter fungeert dat alleen een smal gebiedje om de meetfrequentie f doorlaat (de frequentie van de lokale ocillator en de spiegelfrequentie worden dus niet doorgelaten); *3* impedantietransformator voor het aanpassen van de kristalmengtrap *4* op de trilholte *2*; *5* lokale oscillator; *6* eerste en tweede trap van de middenfrequentieversterker (30 MHz); *7* kabel naar het overige deel van de middenfrequentieversterker.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De invloed van een kleine fout ΔR in R kan men met een kunstgreep verminderen: men doet *twee* metingen als boven beschreven, maar bij de tweede keer voegt men tussen de schakelaar en de diodehouder, bij L in fig. 15, een coaxiale leiding in waarvan de karakteristieke impedantie 50 ohm is en de lengte gelijk aan $\frac{1}{4}$ golflengte. In (15) moet dan R vervangen worden door

$$R' = \frac{50^2}{50 + \Delta R} \approx 50 - \Delta R .$$

De fout in R' is dus even groot als die in R, maar met tegengesteld teken; het gemiddelde van $\gamma_t\gamma_r$ uit de twee metingen is derhalve nauwkeuriger dan de uitkomst van één meting. Voorwaarde is echter dat de karakteristieke impedantie van de tussengeschakelde leiding nauwkeuriger gelijk aan 50 ohm is dan R, anders is de verbetering illusoir.

Resumerend stellen we vast dat de diode 10 P, met $V_a = 100$ V en $I_d = 15$ mA, als standaardruisbron zonder correctie bruikbaar is van ca. 100 Hz tot ca. 730 MHz met een maximale fout van 10%. Voor hogere frequenties moet men òf correctie òf compensatie toepassen. Compensatie heeft bij breedbandige schakelingen het voordeel dat de ruis niet van de frequentie afhangt.

Van belang is het, nog op te merken dat het bij bepaalde toepassingen, zoals het instellen van apparatuur op minimale ruis, alleen aankomt op relatieve ruisverschillen; hier is dus geen standaardbron nodig, maar wel een constante bron. Zo is in de in [1]) beschreven automatische ruisfactormeter met succes de buis 10 P gebruikt om apparatuur voor 4 GHz op minimale ruis in te stellen, en hiermee is de hoogste frequentie waarbij dit mogelijk is, zeker nog niet bereikt.

De gasontlading als ruisbron

Het mechanisme van de opwekking van ruis door een gasontlading

De positieve zuil van een gasontlading zendt elektromagnetische straling met ruiskarakter uit. In het cm- en mm-golfgebied is de zuil van een edelgasontlading, van langgerekte vorm en zo volledig mogelijk met de meetkring gekoppeld, een bijzonder geschikte ruisbron voor meetdoeleinden.

De positieve zuil bestaat uit ionen, elektronen en neutrale deeltjes. Per volume-eenheid zijn er ongeveer evenveel positieve als negatieve elementaire ladingen. Zulk een quasi-neutraal mengsel heet plasma. De elektronen in het plasma hebben een veel grotere gemiddelde snelheid dan de ionen en de neutrale deeltjes. Dit is een gevolg van hun bijzonder geringe massa (in vergelijking met de andere deeltjes), waardoor ze in het elektrische veld veel meer worden versneld en bovendien bij de meestal elastische botsingen met zware deeltjes zeer weinig energie verliezen.

Door de vertraging die een elektron bij botsing ondergaat, wordt een heel klein deel van zijn energie omgezet in elektromagnetische straling („remstraling"). Daar de snelheden van de elektronen zowel naar grootte als naar richting grillig verdeeld zijn, heeft de uitgezonden straling het karakter van ruis. Het vermogen van deze straling hangt af van de gemiddelde kinetische energie die de elektronen bij botsing hebben, dus van de „elektronentemperatuur" T_{el}. Noemen we de massa van een elektron m en de gemiddelde waarde van het kwadraat der snelheid $\overline{v^2}$, dan is T_{el} als volgt gedefinieerd:

$$\tfrac{1}{2}m\,\overline{v^2} = \tfrac{3}{2}\,k\,T_{el} .$$

Doordat de gemiddelde energie van een elektron veel groter is dan die van de andere deeltjes, is T_{el} een hoge temperatuur (van de orde van 10^4 °K), veel hoger dan de temperatuur van het gas, die in de regel niet veel hoger dan kamertemperatuur is.

Men kan zich afvragen hoe het vermogen dat het plasma uitstraalt, afhangt van T_{el}. Indien hetzij de snelheden van de elektronen verdeeld zijn volgens Maxwell, hetzij de botsingsfrequentie constant is, blijkt dit vermogen gelijk te zijn aan het ruisvermogen dat een weerstand op de temperatuur T_{el} beschikbaar heeft [14]), dus in een smalle frequentieband Δf gelijk aan $kT_{el}\,\Delta f$. Experimenteel is gebleken [15]) dat ook als aan de genoemde voorwaarden niet geheel is voldaan, $kT_{el}\,\Delta f$ een goede benadering kan zijn voor het vermogen dat een plasma in de band Δf uitstraalt, zodat in de meeste gevallen dit vermogen gelijk aan $kT_{el}\,\Delta f$ mag worden gesteld.

Verschillende vormen van gasontladingsruisbronnen

Een eenvoudige vorm van gasontladingsruisbron bestaat uit een gasontladingsbuis die in een trilholte is aangebracht, en uit een impedantietransformator waarmee de aanpassing tot stand wordt gebracht. Deze constructie kan dienst doen bij fysisch onderzoek aan plasma's, maar vormt niet een ruisbron die aangepast is in een breed frequentiegebied. Dit laatste is wèl op andere wijze te verwezenlijken. Daarvan geeft *fig. 17* drie voorbeelden; de frequentiegebieden waarvoor ze geschikt zijn, vindt men aangegeven in fig. 1 (lijnen *I* en *II*).

---

[14]) G. Bekefi en S. C. Brown, Microwave measurements of the radiation temperature of plasmas, J. appl. Phys. **32**, 25-30, 1961 (no. 1).
G. H. Plantinga, The noise temperature of a plasma, Philips Res. Repts. Nog niet verschenen.

[15]) K. S. Knol, Determination of the electron temperature in gas discharges by noise measurements, Philips Res. Repts. **6**, 288-302, 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

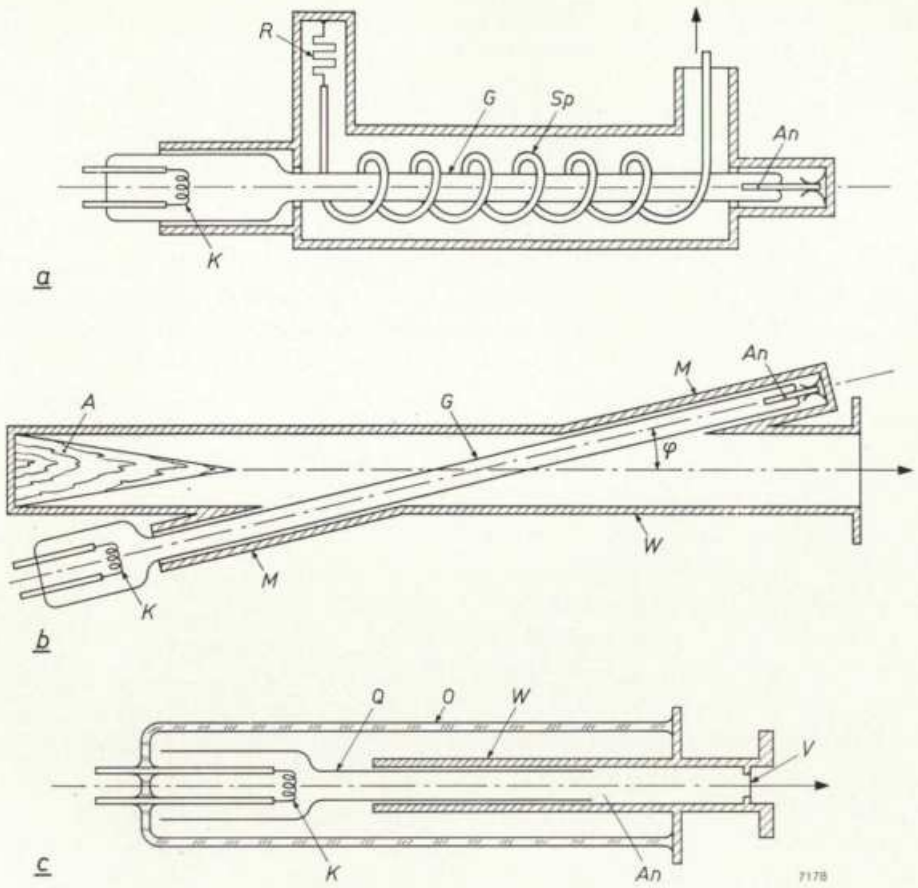


Fig. 17. Drie constructies van gasontladingsruisbronnen. G gasontladingsbuis met katode K en anode An.
a) Constructie voor decimetergolven. De gasontladingsbuis is via de spiraal Sp gekoppeld met een systeem dat links reflexievrij is afgesloten door een weerstand R en rechts overgaat in een coaxiaal systeem.
b) Constructie voor centimetergolven, waarbij de gasontladingsbuis schuin door een golfpijp W met zijstukken M is gestoken. A is een reflexievrij afsluitende absorptiewig.
c) Constructie met de gasontlading axiaal in een ronde golfpijp W voor millimetergolven. Q dunwandig buisje van kwartsglas, aan beide einden open. Het glazen omhulsel O is gevuld met neon. V micavenster. Als anode An fungeert de binnenwand van de golfpijp W, direct voorbij het ene einde van het buisje Q.

De in fig. 17 afgebeelde constructies, hoewel onderling sterk verschillend, berusten op een en hetzelfde principe. Om dit te verduidelijken, gaan we uit van de in *fig. 18* weergegeven schematisering. Deze figuur stelt de lengtedoorsnede van een golfpijp voor die aan één kant reflexievrij is afgesloten door een absorberende wig A, waarvan de temperatuur T_1 is. Van B tot C strekt zich een homogeen stuk plasma uit, dat, naar we aannemen, de gehele dwarsdoorsnede van de golfpijp vult.

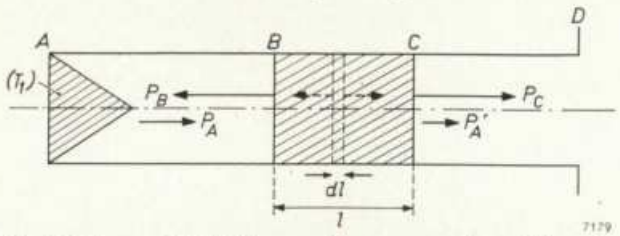


Fig. 18. Ter verduidelijking van het gemeenschappelijke principe van de drie in fig. 17 afgebeelde constructies. AD golfpijp met links een reflexievrij afsluitende wig en tussen B en C een plasma. Het plasma zendt naar links en rechts ruisgolven uit met vermogen P_B resp. P_C; de wig zendt ruisgolven uit met vermogen P_A, die in het plasma verzwakt worden tot het vermogen P_A'.

Zowel van de wig A als van het plasma gaan ruisgolven uit. De *wig* stuurt ruisgolven (vermogen P_A, temperatuur T_1) van A naar D. Na passering van het plasma, dat de golven verzwakt, hebben deze het geringere vermogen P_A', corresponderend met een temperatuur die lager dan T_1 is. Het *plasma* stuurt naar links en naar rechts ruisgolven uit, met de vermogens P_B en P_C. Deze vermogens zijn te berekenen door integratie van de bijdragen die de elementaire „plakjes" met dikte dl leveren, waarin men de plasmazuil verdeeld kan denken. De golf P_B wordt geheel in de wig A geabsorbeerd en kan dus verder buiten beschouwing blijven. De golf die bij D de ruisgenerator verlaat, heeft een equivalente ruistempe-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ratuur T_{eq} die de som is van de met P_A' en P_C corresponderende temperaturen (deze sommatie is geoorloofd wegens de onderlinge onafhankelijkheid van de twee ruisgolven), dus

$$T_{eq} = T_A' + T_C .$$

Duiden we de verzwakking die het vermogen van de golven ondergaat bij het passeren van de hele plasmazuil, aan met L, dan kunnen we schrijven:

$$T_{eq} = \frac{1}{L} T_1 + \left(1 - \frac{1}{L}\right) T_{el} . \quad . \quad . \quad (16)$$

Hierbij is aangenomen dat de reflexies aan de grensvlakken B en C te verwaarlozen zijn. (Reflexie aan C verlaagt de equivalente temperatuur T_{eq}; reflexie aan B verlaagt of verhoogt T_{eq}, afhankelijk ervan of de golven in faze of in tegenfaze zijn.) Indien L voldoende groot is, verschilt T_{eq} zeer weinig van T_{el} en hebben reflexies aan B geen merkbare invloed meer, evenmin als de temperatuur T_1.

Verg. (16) is als volgt af te leiden. In gedachten verhitten we de wig A tot een temperatuur gelijk aan T_{el}. Volgens Nyquist moet het totale ruisvermogen in de band Δf dat dan naar D gaat, gelijk zijn aan $k\,T_{el}\,\Delta f$. Immers, links van C bevindt alles zich op de temperatuur T_{el} (het plasma is equivalent met een absorberend medium op de temperatuur T_{el}), en reflexies doen zich, volgens onderstelling, niet voor. Tot het van C naar D gaande vermogen levert de wig A de bijdrage $L^{-1}\,k\,T_{el}\,\Delta f$. De bijdrage van het plasma is derhalve $(1 - L^{-1})k\,T_{el}\,\Delta f$. Koelen we de wig nu weer af tot de temperatuur T_1, dan daalt zijn bijdrage tot $L^{-1}\,k\,T_1\,\Delta f$, terwijl die van het plasma niet verandert. Het totaal wordt dus:

$$k\,T_{eq}\,\Delta f = L^{-1}\,k\,T_1\,\Delta f + (1 - L^{-1})k\,T_{el}\,\Delta f,$$

waaruit verg. (16) onmiddellijk volgt.

Eisen waaraan een gasontladingsruisbron moet voldoen

Om een gasontladingsruisbron te construeren die over een breed frequentiegebied een groot en constant ruisvermogen levert, moet men blijkens het voorgaande uitgaan van een plasma met hoge elektronentemperatuur T_{el} en dit zodanig in het circuit aanbrengen dat de verzwakking L groot is en dat er zich aan grensvlak C (fig. 18) geen reflexie voordoet.

Wat de elektronentemperatuur betreft, deze hangt op ingewikkelde wijze af van het soort gas, de gasdruk, de diameter van de zuil en de ontladingsstroom. In edelgasontladingen stijgt T_{el} met afnemend atoomgewicht van het gas, met afnemend produkt van gasdruk en zuildiameter, en met afnemende stroomdichtheid [15][16]). Onder overigens gelijke omstandigheden geeft helium dus de hoogste elektronentemperatuur. Er zijn echter redenen — o.a. de korte levensduur die met helium wordt verkregen en de grote warmteontwikkeling in een heliumontlading — waarom men de voorkeur geeft aan het op één na lichtste edelgas, d.i. neon.

Aan de eis van grote verzwakking L was moeilijk te voldoen in het gebied van de millimetergolven, maar door een nieuwe constructie is hierin voorzien. De eis van afwezigheid van reflexie aan C levert de grootste moeilijkheden in het decimetergebied. Om tot een inzicht in deze kwesties te komen, beschouwen we de complexe relatieve diëlektrische constante ε_r die men aan een plasma kan toekennen. Het imaginaire deel van ε_r heeft betrekking op de dissipatie, de verhouding van het imaginaire tot het reële deel op de fazeverschuiving:

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} + j\,\frac{\omega_p^2 \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)} . \quad . \quad (17)$$

Hierin is ω_p de plasmafrequentie, gegeven door $\omega_p = qN^2/\varepsilon_0 m$ (met N = elektronendichtheid en ε_0 = diëlektrische constante van het vacuüm), ω de hoekfrequentie van de golf, en ν de gemiddelde botsingsfrequentie; aangenomen is dat ν niet van de elektronensnelheid afhangt.

Uit (17) valt te concluderen dat voor een gegeven plasma (ω_p en ν gegeven) ε_r des te dichter tot 1 nadert naarmate de hoekfrequentie ω hoger is, dus de golf korter. Indien de rest van de golfpijp in fig. 18 is gevuld met een niet-geïoniseerd gas (b.v. lucht), waarvoor $\varepsilon_r = 1$, reflecteren de grensvlakken niet. De absorptie in het gas — derhalve ook de verzwakking L — neemt echter sterk af: met toenemende ω nadert immers het imaginaire deel van ε_r tot nul. Een grote verzwakking L kan men dan alleen nog krijgen door de golfpijp over een grote lengte met plasma te vullen.

De constructie welke dit geschematiseerde beeld het dichtst benadert, is die van fig. 17*c*. Alvorens hier nader op in te gaan, bespreken we de oudere constructies, die in fig. 17*a* en *b* zijn geschetst.

Een gasontladingsruisbron voor decimetergolven

Daar golfpijpen voor decimetergolven zeer groot van afmeting zouden moeten zijn, werkt men in het decimetergolfgebied meestal met coaxiale systemen. Fig. 17*a* toont een daarvoor geschikte constructie. De gasontladingsbuis G, b.v. een buis type K 50 A, is gestoken in een verzilverde spiraal Sp, die de koppeling met de gasontlading tot stand brengt en aan weerskanten overgaat in de centrale geleider van een coaxiaal systeem. Deze koppeling vindt plaats over de gehele lengte van de spiraal en

[16]) A. von Engel en M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen, deel II, Springer, Berlijn 1934, blz. 85 e.v.
F. M. Penning, Elektrische gasontladingen, Servire, Den Haag 1955, blz. 55 e.v.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

heeft daardoor het geleidelijke karakter dat maakt dat de reflexie tot een zeer kleine waarde beperkt kan blijven. Eén kant van de spiraal is verbonden met een reflexievrije afsluiting (de weerstand R, met de temperatuur T_1). De spiraal heeft zodanige afmetingen dat zijn karakteristieke impedantie 50 ohm is, gelijk aan die van de uitgangsplug.

Voor nadere bijzonderheden omtrent de dimensionering verwijzen wij naar de literatuur [17]).

Een gasontladingsruisbron voor centimetergolven

Fig. 17*b* toont de veel gebruikte constructie van Johnson en Deremer voor golfpijpen van niet al te kleine afmetingen [18]). De geleidelijke overgang tussen de zuil en de golfpijp — nodig om reflexie aan de zuil gering te houden — is hier verkregen door de gasontladingsbuis schuin (onder een hoek φ) door de golfpijp te steken. De buisstroom (waarvan ω_p afhangt, zie verg. 17) en de hoek φ kunnen zo worden gekozen dat de reflexie aan de zuil vrijwel nihil is. Aan één zijde is de golfpijp reflexievrij afgesloten door een absorptiewig.

Daar de katode en de anode van de buis zich buiten de golfpijp bevinden, bestaat het gevaar dat een aanzienlijk deel van het ruisvermogen verloren gaat via de zijstukken M waarin de gasontladingsbuis is gevat. Om dit verlies te voorkomen, zijn de zijstukken zo nauw gekozen dat hun laagste afsnijfrequentie hoger is dan de werkfrequentie van de ruisgenerator. Weliswaar brengt dit mee dat de doorsnede van de zuil vrij veel kleiner moet zijn dan die van de golfpijp, zodat de verzwakking L niet maximaal is, doch dit is hier geen groot bezwaar, omdat in het cm-golfgebied de verzwakking desondanks al groot genoeg is.

In *tabel I* zijn enige equivalente ruistemperaturen vermeld die in ons laboratorium met ruisgeneratoren van dit type zijn verkregen [19]); een aantal van de gebruikte gasontladingsbuizen zijn afgebeeld in *fig. 19*. In de tabel is te zien dat met helium, overeenkomstig de te verwachten hoge elektronentemperatuur T_{el}, hoge ruistemperaturen T_{eq} zijn bereikt. Boven zijn echter al enige redenen genoemd waarom dit gas desondanks niet in aanmerking komt

Tabel I. Equivalente ruistemperaturen, verkregen met verschillende typen gasontladingsbuis in de constructie volgens fig. 17*b* (met uitzondering van de laatste regel, die betrekking heeft op de constructie volgens fig. 17*c*).

Freq.	golfl.	gasontladingsbuis				equivalente ruistemp.
		type	gas	druk	stroom	
GHz	cm			torr	mA	°K
4	7,5	K 51 A	Ne		200	23 800
		exper.	Xe	10	150	9 550
6	5	exper.	Ne	8	125	23 400
		exper.	Ar	8	125	14 000
10	3	exper.	He	10	125	28 000
		K 50 A	Ne		125	21 700
		exper.	Ar	8	125	14 000
		exper.	Xe	5,5	125	9 400
34	0,88	exper.	He	40	100	22 700
		exper.	Ne	90	100	20 600
		exper.	Ar	40	75	13 400
		exper.	Kr	20	95	11 200
		exper.	Xe	8	75	9 200
75	0,40	exper.	Ne	100	75	21 000

(korte levensduur, grote warmteontwikkeling); daaraan kan nog worden toegevoegd dat T_{el} (en daardoor T_{eq}) bij helium sterk afhankelijk is van verontreinigingen van het gas. Neon heeft deze nadelen niet, terwijl de ermee bereikte ruistemperaturen slechts in enkele gevallen lager zijn dan bij helium, wat toe te schrijven is aan de grote waarde die de verzwakking L bij neon kan hebben [19]). In de praktijk geeft men dan ook de voorkeur aan neon.

Verder is het van belang, op te merken dat de met neon verkregen waarden van T_{eq} elkaar weinig ontlopen, ondanks de sterk uiteenlopende omstandigheden (gasdruk, stroom en frequentie); dit maakt de vooruitzichten omtrent bruikbaarheid bij nog hogere frequenties gunstig.

Een gasontladingsruisbron voor millimetergolven

De afmetingen van golfpijpen voor golven korter dan ca. 8 mm zijn zo klein dat de constructie van fig. 17*b* zeer bezwaarlijk wordt. Men kan dan beter die van fig. 17*c* kiezen, waarover in de vorige jaargang van dit tijdschrift al een mededeling is verschenen [20]), zodat wij hier met een korte beschrijving volstaan.

In een ronde golfpijp W (fig. 17*c*) is een dunwandig buisje Q van kwartsglas gestoken. Een verwijd gedeelte hiervan omvat de oxydekatode K van de gasontlading. In het buisje Q (en ook in de golfpijp, die bij V door een micavenster van de lucht is afge-

[17]) H. Schnittger en D. Weber, Über einen Gasentladungs-Rauschgenerator mit Verzögerungsleitung, Nachr.-techn. Fachber. **2**, 118-120, 1955.

[18]) H. Johnson en K. R. Deremer, Gaseous discharge super-high-frequency noise sources, Proc. Inst. Radio Engrs. **39**, 908-914, 1951.

[19]) Voor uitvoeriger gegevens over de proeven bij frequenties van 10 tot 75 GHz, zie: P. A. H. Hart en G. H. Plantinga, Millimetrewave noise of a plasma, Proc. 5th Internat. Conf. on ionization phenomena in gases, München 1961 (Noord-hollandse Uitgeversmaatschappij, Amsterdam, 1961).

[20]) P. A. H. Hart en G. H. Plantinga, Een experimentele ruisgenerator voor millimetergolven, Philips techn. T. **22**, 404-405, 1960 (no. 12).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

sloten) bevindt zich neon (druk 100 torr). Daar de vrije weglengte in het gas zeer klein is (ca. 6,5 μ), eindigt het plasma vrijwel abrupt daar waar het kwartsglazen buisje eindigt, en vormt zich aldaar op de golfpijpwand, bij *An*, de anode; voorbij deze plaats is het neon dus niet geïoniseerd. De laatste regel van tabel I heeft op een buis van dit type betrekking.

Uit de boven afgeleide verg. (16) was gebleken dat voor aanpassing in een breed frequentiegebied een grote verzwakking L nodig is. Bij de onderhavige constructie wordt de verzwakking verkregen door de zuil die zich hier axiaal in de golfpijp bevindt. Daar een zuil willekeurig lang gemaakt kan worden (mits de aangelegde spanning hoog genoeg is), kan men in beginsel de verzwakking zo groot maken als men wenst door slechts het kwartsglazen buisje en de golfpijp lang genoeg te maken.

De wand van het kwartsglazen buisje is zeer dun gekozen (ca. 0,1 mm); dit maakt de vulfactor van het plasma in de golfpijp groot en beperkt de verliezen door „weglekken" van ruisvermogen langs het buisje.

Zoals in de laatste regel van tabel I is vermeld, is bij een golflengte van 4 mm een ruistemperatuur van 21 000 °K bereikt.

Wij zullen nu nog in het kort nagaan, welke de laagste en welke de hoogste frequentie is waarvoor de constructie van fig. 17*c* zin heeft.

Laagste frequentie

Bij afnemende frequentie moet de diameter van de golfpijp groter worden. Dit heeft ongunstige gevolgen voor de gasontlading. De diameter van een positieve zuil laat zich namelijk niet willekeurig vergroten, doordat zich verschijnselen gaan voordoen zoals constrictie en striaties. Het karakter van de positieve zuil gaat daarbij meer en meer verloren en de elektronentemperatuur wordt lager. Voorts blijkt uit verg. (17) dat met afnemende ω de relatieve diëlektrische constante meer en meer van 1 gaat verschillen; dit maakt begrijpelijk dat het abrupt eindigen van de zuil bij de anode in toenemende mate reflexie veroorzaakt.

Dit alles heeft tot gevolg dat de laagste frequentie waarvoor de constructie van fig. 17*c* voordelen heeft, in de buurt van 35 GHz ligt.

Hoogste frequentie

Bij opvoeren van de frequentie neemt de verzwakking van de zuil per lengte-eenheid af. Om L groot genoeg te houden, moet men derhalve de zuil — en

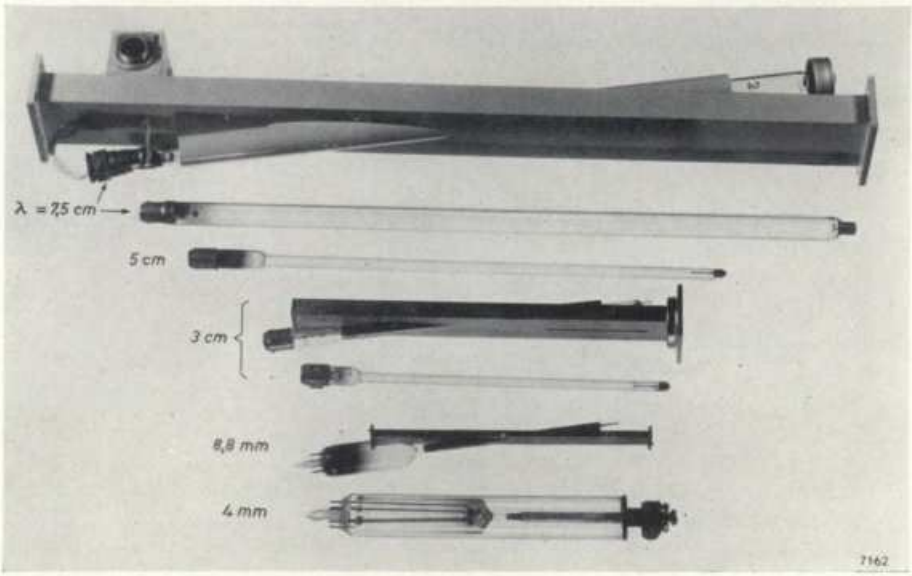


Fig. 19. Experimentele gasontladingsruisbronnen. Van achteren naar voren:
een 7,5-cm-golfpijp met schuin erdoorheen gestoken gasontladingsbuis,
de 7,5-cm-buis afzonderlijk,
een buis voor 5 cm golflengte,
een 3-cm-golfpijp met buis,
de 3-cm-buis afzonderlijk,
een 8,8-mm-golfpijp met buis,
een 4-mm-buis volgens het in [20]) aangehaalde artikel.
De buizen zijn alle afgebeeld met de katode links en de anode rechts, de golfpijpen met de uitgang rechts.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dus ook de golfpijp — langer maken. Verlenging van de golfpijp gaat gepaard met toeneming van het verlies in de wand van de golfpijp. Het gevaar bestaat dus dat ten slotte dit verlies gaat overheersen. De ruis zou dan grotendeels afkomstig zijn van de golfpijpwand, waarvan de temperatuur betrekkelijk laag is (400 tot 500 °K).

Als middel hiertegen kan men de golfpijp relatief wijd kiezen. Zo hebben wij voor 4 mm golflengte de binnendiameter 4 mm gekozen. Buiten de ruisgenerator is dan een geleidelijke overgang nodig naar de gebruikelijke rechthoekige golfpijp.

De bovenste grensfrequentie is waarschijnlijk hoger dan 300 GHz.

Het ijken van gasontladingsruisbronnen

Kan men de weerstand en (althans in een groot frequentiegebied) ook de ruisdiode beschouwen als absolute standaardruisbronnen, met de gasontlading is dit niet het geval. Men moet deze laatste dus ijken. Hieraan willen wij als slot van dit artikel nog een korte beschouwing wijden.

Onze gasontladingsruisbronnen zijn geijkt door ze te vergelijken met een standaardruisbron. Deze bestond uit een weerstand in de vorm van een absorptiewig (de reflexievrije afsluiting in fig. 17), waarvan de temperatuur zo nauwkeurig mogelijk werd ingesteld op 1336 °K, het smeltpunt van goud [5]).

Fig. 20 geeft een vereenvoudigd blokschema van de opstelling, *fig. 21* toont het voornaamste deel van de apparatuur. Het gedeelte rechts van de schakelaar is een iets vereenvoudigde versie van de ruisontvanger van Dicke, die wordt toegepast in de radioastronomie [21]). In principe bestaat deze ontvanger uit een modulator *Mod*, die de inkomende ruis moduleert met een audiofrequent signaal (400 Hz), gevolgd door een superheterodynesysteem *SH*, een synchrone detector *SD* en een schrijver *Rec*. In de synchrone detector wordt het uitgangssignaal van de superheterodyneontvanger vergeleken met het 400-Hz-signaal, met als resultaat dat de schrijver alleen reageert op een signaal dat met 400 Hz is gemoduleerd, d.w.z. op de inkomende ruis.

De modulator bestaat uit een gewijzigde versie van een richtingsisolator met faradayrotatie [22]). De wijziging bestaat hierin dat de permanente magneet is vervangen door een elektromagneet, die door het 400-Hz-signaal wordt bekrachtigd. Om te voorkomen dat de eigen ruis van de ontvanger via reflexies aan de modulator meegemoduleerd zou worden, is tussen de modulator en de superheterodyneontvanger een tweede richtingsisolator opgenomen.

De ijking gebeurt als volgt. Eerst wordt de modulator via de verzwakker Att_1 (met de verzwakking zo klein mogelijk) aangesloten op de standaardruisbron R_s; de schrijver vertoont een bepaalde uitslag. Vervolgens sluit men de verzwakker aan op de gasontladingsruisbron G, en men regelt de verzwakking zo dat de uitslag van de schrijver even groot wordt als zoëven. De gasontladingsruisbron met de verzwakker levert nu dus evenveel ruis als de standaardbron.

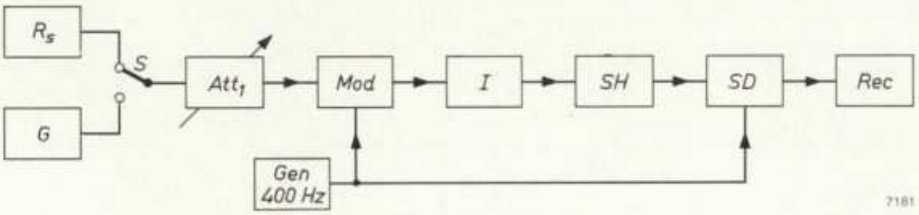


Fig. 20. IJking van een gasontladingsbuis G met een standaardruisweerstand R_s. S schakelaar. Att_1 geijkte verzwakker. *Mod* modulator (richtingsisolator), die de ruis moduleert met een 400-Hz-signaal, afkomstig van de generator *Gen*. *SH* superheterodyneontvanger. *SD* synchrone detector. *Rec* schrijver. *I* richtingsisolator die voorkomt dat de van *SH* afkomstige ruis de modulator bereikt (waardoor deze ruis gemoduleerd zou worden en fouten zou veroorzaken).

Voor de equivalente temperatuur T_{eq} van de gasontladingsruisbron geldt nu de volgende formule:

$$T_{eq} = B\,T_s' - (B-1)\,T_1 .$$

Hierin is B de ingeschakelde verzwakking (inclusief de verzwakking door verliezen in de leiding), T_1 de temperatuur van de verzwakker, en T_s' de temperatuur (gecorrigeerd voor leidingverlies) van de standaardruisbron.

Zoals in het begin van dit artikel al is gezegd, zijn gasontladingsruisbronnen weinig gevoelig voor veranderingen van de voedingsspanningen en van de

[21]) R. H. Dicke, The measurement of thermal radiation at microwave frequencies, Rev. sci. Instr. **17**, 268-275, 1946. Zie ook: C. A. Muller, Een ontvanger voor de radiostraling van interstellaire waterstof, II. Bouw van de ontvanger, Philips techn. T. **17**, 341-353, 1955.

[22]) H. G. Beljers, Toepassing van ferroxcube voor niet-reciproke golfgeleiders, Philips techn. T. **18**, 126-135, 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

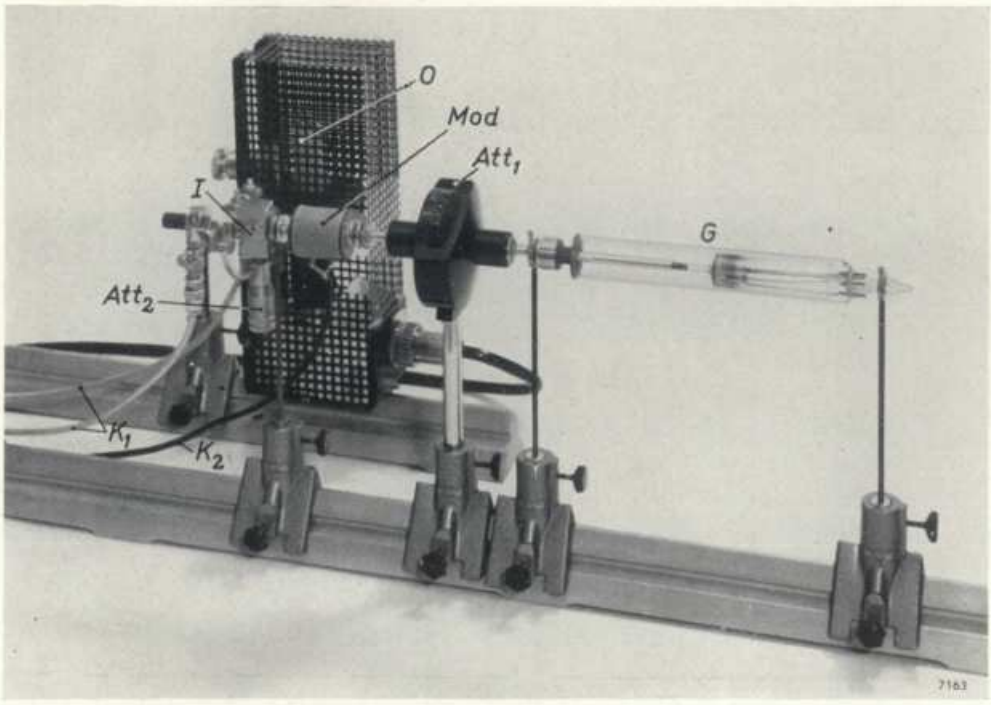


Fig. 21. Deel van de apparatuur voor het ijken van de gasontladingsbuis G (hier een 4-mm-buis). Voor Att_1, *Mod* en I, zie fig. 20. O lokale oscillator (4-mm-klystron) van de superheterodyneontvanger. Att_2 regelbare verzwakker waarmee het signaal van O op de juiste waarde wordt ingesteld. De kabels K_1 gaan naar de middenfrequentieversterker (met balansingang), de kabel K_2 komt van de 400-Hz-oscillator.

omgevingstemperatuur, zodat ze, na ijking, kunnen dienen als substandaard. Wegens de goede reproduceerbaarheid is het niet nodig, ieder exemplaar te ijken; men kan volstaan met het ijken van enkele steekproeven.

Samenvatting. Overzicht van de drie hoofdtypen van standaardruisbronnen: weerstanden, verzadigde diodes en gasontladingen.

Weerstanden zijn als standaardruisbron bruikbaar vanaf de frequentie nul tot frequenties in de orde van 100 GHz (mm-golven). Voor het meten van de ruisfactor van een vierpool zijn twee ruisweerstanden nodig, waarvan de ene bij de temperatuur T_1 dezelfde weerstandswaarde heeft als de andere bij de temperatuur T_2. Meestal kiest men T_1 ongeveer gelijk aan de kamertemperatuur, en T_2 veel hoger of veel lager. Besproken worden een koude weerstand voor een coaxiaal decimetergolfsysteem ($T_2 = 77$ °K, bad van vloeibare stikstof) en een hete weerstand in een golfpijp voor centimeter- of millimetergolven ($T_2 = 1336$ °K, in een oven).

Bij de verzadigde diode worden de grenzen van het frequentiegebied nagegaan. De benedengrens wordt bepaald door de aanwezigheid van flikkerruis en ligt tussen 10 en 1000 Hz. De bovengrens hangt af van de mate waarin zich twee fouten voordoen: de transformatiefout en de looptijdfout. Ingegaan wordt op de correctie voor deze fouten en op hun onderlinge compensatie. De ruisdiode 10 P in een nieuwe houder is zonder correctie nog bruikbaar tot 730 MHz.

Bij de gasontladingsruisbron wordt het mechanisme van de ruisopwekking behandeld. Drie constructies passeren de revue: één voor decimeter-, één voor centimeter- en één voor millimetergolven; ze verschillen in de wijze van koppeling van het plasma met de golfgeleider. Een slotparagraaf gaat over het ijken van dit type ruisbron.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

MAGNETRONS MET NALEVERINGSKATODE

door G. A. ESPERSEN *).

621.3.032.213.2:621.385.16

Het gebruik van naleveringskatodes zoals de L-katode of de geïmpregneerde katode biedt grote voordelen in magnetrons, klystrons en andere buizen. Impulsmagnetrons voor millimetergolven en continumagnetrons van groot vermogen voor centimetergolven kunnen met deze katodes een levensduur van 1000-3000 uur bereiken. Bovendien is de werking bijzonder stabiel en kunnen lange impulsen worden toegepast.

Vergelijking van naleveringskatodes met oxydekatodes

De meeste oxydekatodes die in magnetrons worden toegepast, zijn van het type met zg. poreuze nikkelmatrix. Hierbij wordt een laag nikkelpoeder van enkele tiende mm dik op een nikkelcilinder vastgesinterd en vervolgens wordt deze poreuze laag bestreken met een papje van het emitterende materiaal, gewoonlijk een mengsel van $BaCO_3$ en $SrCO_3$, waaruit later door verhitting de oxydes gevormd worden. Het doel van de poreuze metaallaag is het verminderen van de spanningsval over de oxydelaag, die bij grote impulsstromen kan optreden: de oxydelaag wordt als het ware „kortgesloten". Bij een hoge spanning kan plaatselijk een doorslag ontstaan, waarbij gloeiende oxydedeeltjes uit de katode worden getrokken (Engels: „sparking") of een gasontlading zichtbaar wordt (Engels: „arcing").

Oxydekatodes met nikkelmatrix voldoen uitstekend in vele impulsmagnetrons zolang de temperatuur van de katode beneden 900 °C blijft. Het blijkt echter dat in impulsmagnetrons voor millimetergolven, die een grote stroomdichtheid vereisen, en in continumagnetrons voor groot vermogen, waar de katodetemperatuur boven 900 °C komt, de levensduur van oxydekatodes te klein wordt.

Reeds sinds een aantal jaren is men om deze reden ertoe overgegaan, voor zulke magnetrons de oxydekatode te vervangen door een naleveringskatode, hetzij in de vorm van de L-katode [1]) hetzij in die van de geïmpregneerde katode [2]). Dank zij het gladde oppervlak van de naleveringskatode ontstaan ook bij hoge temperaturen betrekkelijk weinig doorslagen. Dit is duidelijk te zien in *fig. 1*, waarin voor twee exemplaren van een 3-cm-magnetron met 22 kW impulsvermogen (type PAX-6), resp. uitgerust met een oxydekatode (*a*) en met een L-katode (*b*), het aantal ontladingen per minuut als functie van de tijd is uitgezet [3]). Bovendien is bij de naleverings-

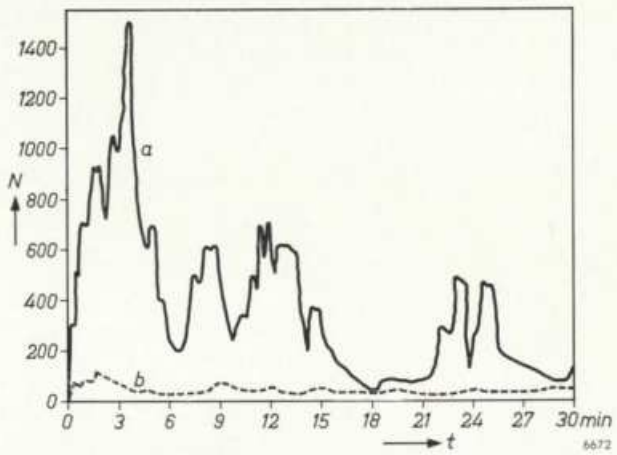


Fig. 1. Aantal ontladingen per minuut, N, als functie van de tijd t in een magnetron type PAX-6 (bij belasting met 200 impulsen van 5 µs, 15 kV, 16 A per seconde); *a*) met oxydekatode, *b*) met L-katode.

katode elke doorslag veel minder gevaarlijk dan bij de oxydekatode, daar bij de eerstgenoemde het katodelichaam geheel uit de metalen wolfraam en molybdeen bestaat, die een zeer hoge smeltpunt (boven 2600 °C) bezitten. Bij de boven beschreven proeven was de temperatuur van beide katodes 950 °C. Hierbij zal het nikkel van de oxydekatode reeds enigszins gaan verdampen, hetgeen wel de oorzaak is van het grote aantal ontladingsdoorslagen.

Een ander voordeel van de naleveringskatode in magnetrons is dat hij bij gegeven herhalingsfrequentie veel langere impulsen kan verdragen dan de oxydekatode. Dit is onderzocht bij magnetrons die 70 kW impulsvermogen op 3 cm leveren (type 6507). Bij 5 µs impulsduur en 200 Hz herhalingsfrequentie

*) Philips Laboratories, Irvington-on-Hudson, N.Y., U.S.A.

[1]) H. J. Lemmens, M. J. Jansen en R. Loosjes, Een nieuwe thermisch emitterende katode voor zware belastingen, Philips techn. T. **11**, 349-358, 1949.

[2]) R. Levi, Philips techn. T. **19**, 235-239, 1957.

[3]) De hier beschreven proeven zijn grotendeels reeds eerder behandeld in: G. A. Espersen, Dispenser cathode magnetrons, I. R. E. Trans. on Electron Devices **ED-6**, 115-118, 1959.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(katodetemperatuur 775 °C bij uitgeschakelde gloeidraad) is er geen verschil. Wordt de impulsduur echter tot 14 μs opgevoerd (ca. 3× zo grote werkfractie, waarbij de katodetemperatuur 950 °C wordt), dan vertonen de buizen met oxydekatode veelvuldige instabiliteiten in de gemiddelde anodestroom (*fig. 2a*), en de buizen met naleveringskatode weinig of geen (fig. 2*b*). Bij andere buistypes blijken deze verschillen eveneens op te treden.

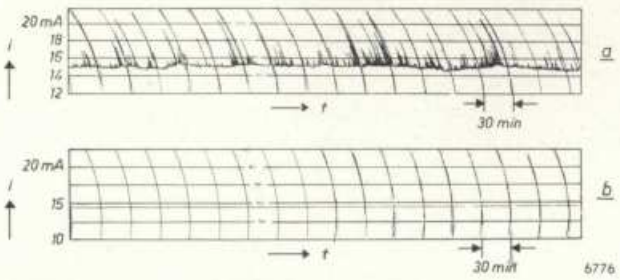


Fig. 2. Anodestroom *i*, geregistreerd als functie van de tijd *t* voor een magnetron type 6507, *a*) met oxydekatode, *b*) met geïmpregneerde katode.

Katodeconstructie

Magnetronkatodes worden vrijwel uitsluitend in cilindrische vorm toegepast. In *fig. 3* zijn een typische constructie voor de L-katode (*a*) en de geïmpregneerde katode (*b*) naast elkaar afgebeeld. De geïmpregneerde katode heeft een aantal voordelen boven de L-katode: zijn bouw is eenvoudiger, hij heeft een beter thermisch rendement, de temperatuurverdeling over het emitterende oppervlak is meer homogeen, er is geen gasdichte soldeernaad vereist en het leegpompen van de buis gaat sneller. Bovendien is bij gelijke uitwendige afmetingen bij het geïmpregneerde type meer ruimte voor de gloeidraad (*2* in fig. 3) beschikbaar. Er kan daardoor een gloeidraad met grotere oppervlakte worden gebruikt, die voor het bereiken van een zelfde temperatuur van het emitterende lichaam minder warm hoeft te zijn. Dit is een belangrijk voordeel, aangezien de temperatuur van het emitterende lichaam bij een naleveringskatode voor gelijke emissie toch al hoger moet zijn dan bij de oxydekatode. Het breken van de gloeidraad is dan ook de belangrijkste oorzaak waardoor een naleveringskatode in een magnetron kan bezwijken. Aan het ontwerp van de gloeidraad moet om die reden de uiterste zorg worden besteed. Veelal wordt de gloeidraad niet, zoals bij de oxydekatode, met een isolerende laag aluminiumoxyde bedekt, want deze laag gaat bij hoge temperaturen met het wolfraam van de gloeidraad reageren. De blanke gloeidraad mag natuurlijk het inwendige van de katode nergens raken. Zoals men in fig. 3 ziet, wordt hij daartoe aan één einde door een centreerring van keramisch aluminiumoxyde (*3*) gedragen; deze is niet in direct warmtecontact met de gloeidraad.

De drager van de poreuze wolfraamcilinder bestaat uit molybdeen. Deze kan met behulp van een eutectisch mengsel van nikkel en molybdeen bij 1400 °C in een waterstofatmosfeer aan het wolfraam gesoldeerd worden.

Tijdens het evacueren van de buis wordt de katode „ingebrand", d.w.z. men laat deze door inschakelen van gloeispanning en anodespanning stroom leveren tot de resterende gassen zijn verwijderd. Dit gaat bij naleveringskatodes sneller dan bij de oxydekatode, doordat er bij de laatste veel meer uitstekende puntjes en onregelmatigheden op het oppervlak zijn die moeten worden weggebrand. Wel dient men er bij de naleveringskatode op te letten dat de katodetemperatuur zo laag mogelijk blijft, bij voorkeur beneden 1150 °C, om de optimale levensduur en een goede bedekking met een bariumlaag te verkrijgen, alsmede om de zg. „randemissie" te verhinderen. Dit belangrijke storende verschijnsel zal nu worden besproken.

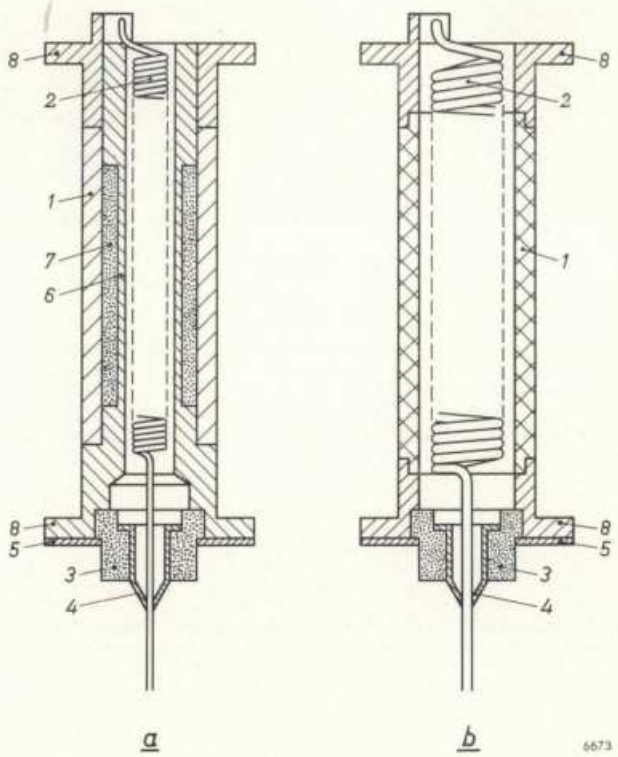


Fig. 3. Schets van *a*) L-katode, *b*) geïmpregneerde katode. In beide figuren is *1* de poreuze wolfraamcilinder, *2* de gloeidraad, *3* de isolatie van aluminiumoxyde voor de gloeidraad, *4* busje en *5* ring van tantaal. *6* molybdeen binnencilinder. *7* emitterend materiaal (bij *b* is de poreuze wolfraamcilinder met emitterend materiaal geïmpregneerd). *8* molybdeen eindstukken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Randemissie

Het magnetron heeft een hoog rendement doordat de elektronen alleen dan de anode kunnen bereiken als hun potentiële energie grotendeels wordt verbruikt voor het in stand houden van het hoogfrequente elektrische veld. Door de axiale component van de uittreesnelheid van de elektronen echter zou een aanzienlijk deel van de stroom uit de ruimte tussen katode en anode kunnen ontsnappen. Daarom voorziet men de katode van verhoogde randen (zie fig. 3), die een veldpatroon veroorzaken dat de elektronen naar de ruimte tussen katode en anode terugdrijft. Indien echter de randen zelf emitteren, zullen deze elektronen in axiale richting kunnen verdwijnen, b.v. naar de poolschoenen, waardoor het rendement van het magnetron nadelig beïnvloed wordt.

Randemissie kan ontstaan door verdamping en/of migratie van de emitterende substantie uit de eigenlijke katode. Men kan ze op een aantal manieren bestrijden, in de eerste plaats door de katodetemperatuur zo laag mogelijk te houden. Dit is vooral bij het inbranden van belang, zoals boven al werd opgemerkt. Bij de temperatuur die voor de emissie nodig is, zal echter, althans bij de naleveringskatode, het migreren en verdampen van de emitterende substantie nooit geheel kunnen worden vermeden. Er blijft dan de mogelijkheid het materiaal en de constructie van de randen van de katode zo te kiezen dat de temperatuur zo laag mogelijk wordt en het materiaal bedekt met de verdampingsprodukten een zo klein mogelijke emissie geeft.

In *fig. 4* is een constructie getekend die de temperatuur van de randen sterk verlaagt. De einden van de katode zijn hier omgeven door schermen, bestaande uit cilinders van ongeveer 1 cm lengte en 0,25 mm wanddikte. Met een katodetemperatuur van 1185 °C in punt *C* is de temperatuur aan de einden *B* en *D* van de schermen 1025 °C als men molybdeen voor de schermen gebruikt, en slechts 900 °C als men tantaal neemt. De randen van de katode van fig. 3 (0,5 mm dik) hadden in beide gevallen een temperatuur van 1110 °C. Een geschikt materiaal voor de schermen, mits men hun temperatuur beneden 800 °C kan houden, is ook titanium; hierbij gaat een geringe warmtegeleiding samen met een zeer geringe thermische emissie [4]), en bovendien werkt dit materiaal als pomp. Ook zirconium heeft een emissieverlagende en pompende werking. Tantaal en titanium zijn echter moeilijk te solderen; hetzelfde geldt voor zirconium, dat bovendien een ongewenste rekristallisatie vertoont, zoals duidelijk uit *fig. 5* blijkt. Voor het uiteindelijke ontwerp van het 3-cm-magnetron 5780 A werden daarom schermen van molybdeen gebruikt, die met een laag zirconium waren bedekt [5]).

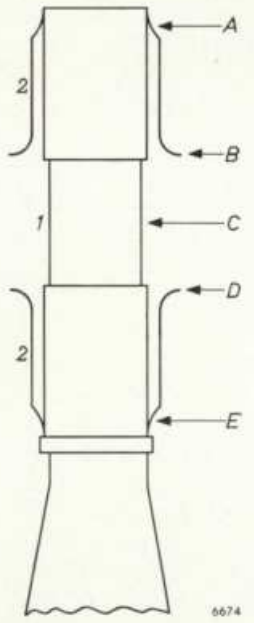


Fig. 4. Speciale constructie van een magnetronkatode voor het verminderen der randemissie. *1* katode, van 7,6 mm diameter en 8,2 mm lengte. *2* schermen, 9,4 mm lang, 0,25 mm dik.

Een maat voor de randemissie is de anodestroom die bij sterk verlaagde spanning en bij aanwezigheid

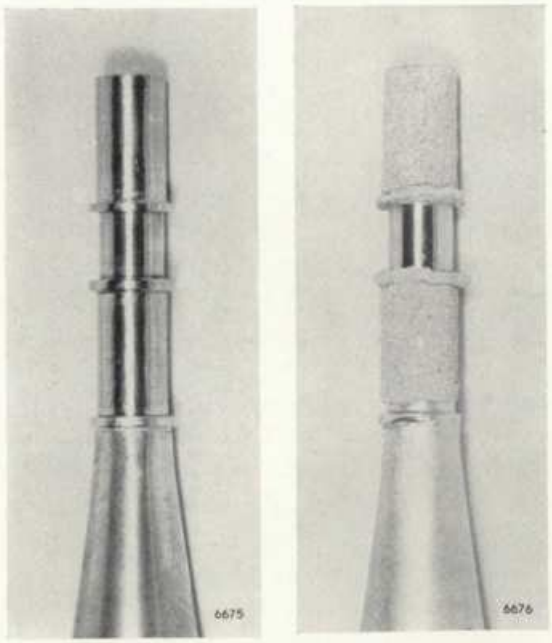


Fig. 5. Katode met schermen van zirconium; *a*) vóór het inbranden, *b*) na 280 branduren.

[4]) G. A. Espersen en J. W. Rogers, Philips techn. T. **20**, 370-375, 1958.

[5]) Een nieuwe techniek om elektronenemissie van naleveringskatodes op ongewenste plaatsen tegen te gaan, bestaat in het aldaar aanbrengen van fijn verdeeld grafiet. Dit wordt dan gedurende 5 tot 15 minuten verwarmd op 1500 tot 1800 °C in een waterstofatmosfeer. Zie R. Levi en E. S. Rittner, Proc. Inst. Radio Engrs. **49**, 1323, 1961 (no. 8).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel I. Levensduur van een aantal magnetrons met naleveringskatode.

Type	Soort katode	Frequentie	Werkcondities				Gemiddelde levensduur
			wijze van belasten	anode-spanning	anode-stroom	vermogen	werk-fractie	
		GHz		kV	A	kW		uren
DX 107 A	geïmpr.	3,4	impulsen 4,0 µs	28	50	500	0,0005	960
PAX-6	L	9,4	impulsen 4,65 µs	15	7	22	0,0023	650
PAX-6	geïmpr.	9,4	impulsen 4,65 µs	15	7	22	0,0023	670
6507	geïmpr.	9,4	impulsen 1,0 en 5,0 µs	16	15	70	0,001	690
6507	geïmpr.	9,4	impulsen 15,0 µs	16	15	70	0,001	1080
7093	geïmpr.	35,0	impulsen 0,5 µs	15	16	32	0,0003	1500
DX 164	geïmpr.	75,0	impulsen 0,1 µs	13	10	25	0,0002	200
7091	geïmpr.	2,4	continu	4,5	0,75	2,0	—	3000
7292	geïmpr.	2,4	continu	4,5	0,75	2,0	—	3000

van het magneetveld in het magnetron vloeit. De buis oscilleert dan niet en de stroom is grotendeels afkomstig van de randen. Een buis die normaal werkt bij 32 kV anodespanning en 40 A anodestroom, geeft men voor deze meting een anodespanning van 10 kV. In een bepaald geval was de aldus gemeten anodestroom bij het begin van de levensduur 1,0 mA, na 1000 uur 2,5 mA en na 5000 uur 5,0 mA.

Secundaire emissie

Het is bekend dat een groot gedeelte van de stroom in oscillerende magnetrons kan worden geleverd door secundaire emissie. Deze wordt veroorzaakt door elektronen die in de ontladingsruimte door het veld versneld worden en langs een gebogen baan naar de katode terugkeren. Zo blijkt b.v. in een oscillerend magnetron een anodestroom van 16 A te vloeien bij een katodetemperatuur die slechts een (primaire) verzadigingsemissie geeft van 100 mA.

Hoewel een dergelijke extreme instelling niet gewenst is, omdat hierdoor gemakkelijk instabiliteiten kunnen ontstaan, is een zekere aanvulling van de primaire emissie door secundaire zeer welkom. De secundaire-emissiecoëfficiënt, d.i. het aantal vrijgemaakte secundaire elektronen per opvallend elektron, is onder overeenkomstige omstandigheden het grootst bij de oxydekatode, en bij de geïmpregneerde katode is hij groter dan bij de L-katode. Ook bij de laatste echter is de secundaire-emissiecoëfficiënt in normale omstandigheden nog groter dan één [6]), zodat van de secundaire emissie wel degelijk kan worden geprofiteerd.

[6]) Zie: I. Brodie en R. O. Jenkins, Brit. J. appl. Phys. **8**, 202-204, 1957.

Levensduur

Met een aantal magnetrons, behorende tot diverse types, zijn levensduurproeven genomen. Deze proeven zijn samengevat in *tabel I*. Het einde van de levensduur wordt vrijwel altijd door gloeidraadbreuk veroorzaakt. De types 7091 en 7292 verschillen alleen in het koelsysteem van de anode. De 3-cm-magnetrons uit deze tabel zijn in de laatste tijd vervangen door de types 7008, 7110, 7111 en 7112, die een gemiddelde levensduur hebben van meer dan 1000 uur en aanzienlijk stabieler zijn bij kortere impulsen.

Uit de tabel blijkt dat de levensduur waarden kan bereiken die veel groter zijn dan bij soortgelijke magnetrons met oxydekatode, waar de levensduur gewoonlijk tussen 50 en 500 uur ligt. De lange levensduur van de buizen 7091 en 7292 is bijzonder belangrijk. Deze worden nl. in fornuizen toegepast [7]), waarbij de kosten van het magnetron een aanzienlijk gedeelte uitmaken van de totale bedrijfskosten van de installatie.

[7]) Zie W. Schmidt, Verwarming van spijzen in een magnetronfornuis, Philips techn. T. **22**, 99-112, 1960 (no. 3).

Samenvatting. Beschrijving van naleveringskatodes in een aantal types magnetrons. In een cilindrische katode is voor de gloeidraad maar een beperkte ruimte aanwezig, waardoor speciale gloeidraadconstructies vereist zijn. De in magnetrons zo schadelijke randemissie kan worden bestreden door randconstructies met slechte warmtegeleiding en kleine emissiecoëfficiënt. De resultaten van een aantal levensduurproeven van magnetrons tonen aan dat de levensduur van deze magnetrons met naleveringskatode veel groter is dan die van soortgelijke magnetrons met oxydekatode. Bovendien werken de buizen met naleveringskatode veel stabieler en kunnen ze langere impulsen verdragen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ONDERZOEK VAN THERMISCHE KATODES

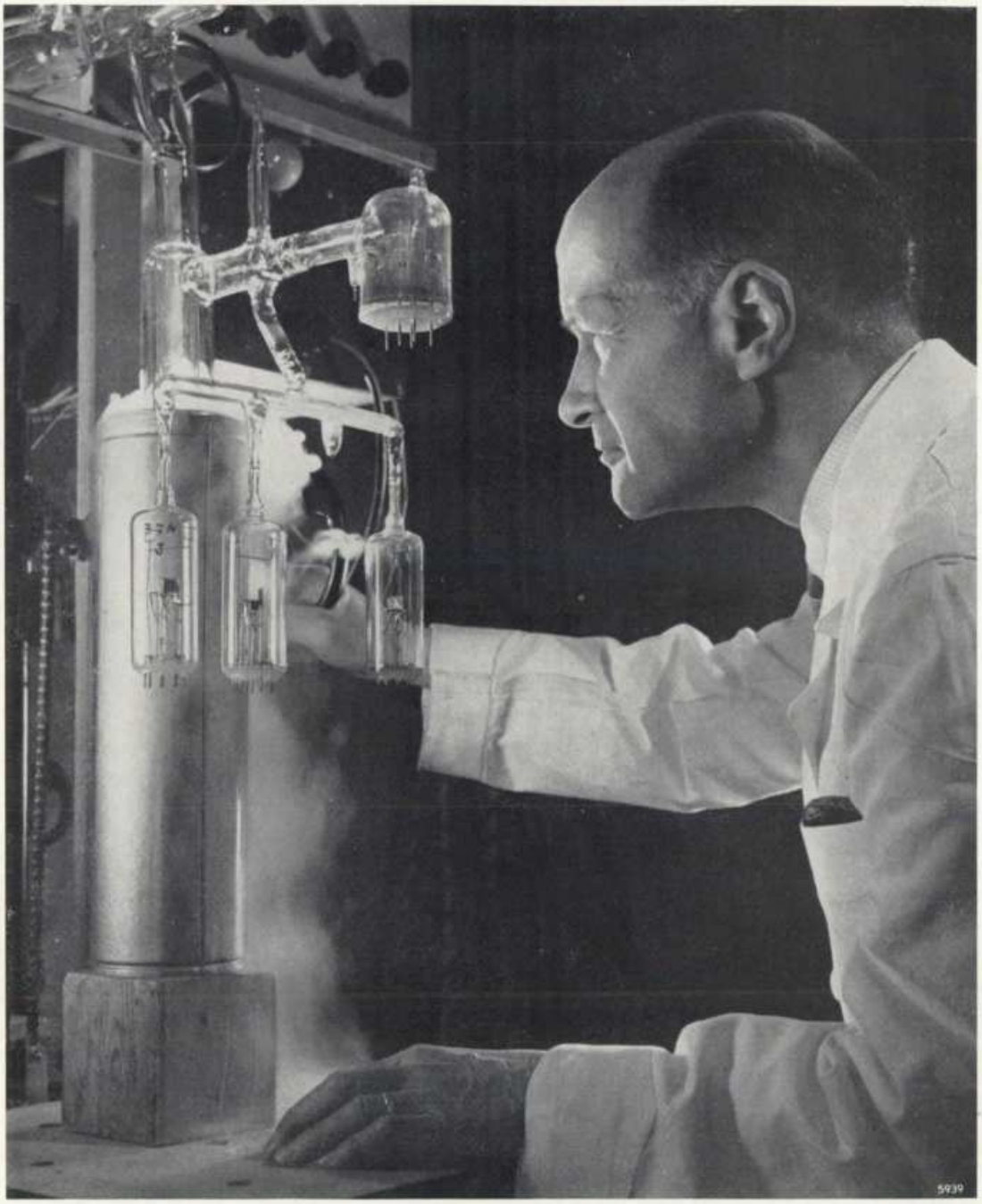


Foto Maurice Broomfield

De emissie-eigenschappen van thermische katodes worden meestal onderzocht in eenvoudige proefbuizen, die behalve de katode slechts een anode bevatten. Op de foto zijn drie van zulke proefbuizen te zien, die met behulp van een kwikdiffusiepomp worden leeggepompt. Erachter bevindt zich de kwikval, die door middel van vloeibare stikstof op ca. —190 °C wordt gehouden en waarin de uit de kwikdiffusiepomp afkomstige kwikdamp condenseert. Boven de proefbuizen is een manometerbuis te zien (ionisatiemanometer [1]). In situaties zoals de afgebeelde moet er rekening mee worden gehouden dat de druk in de manometer niet gelijk is aan die in de proefbuizen.

Het onderzoek aan de katodes onder zo sterk mogelijk vereenvoudigde omstandigheden wordt later aangevuld met een onderzoek waarbij de katodes zich bevinden in de buizen waarvoor ze bestemd zijn.

[1]) Philips techn. T. **20**, 105, 1958.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

R 404: J. B. Davies: Theoretical study of non-reciprocal resonant isolators (Philips Res. Repts. **15,** 401-432, 1960, no. 5).

In microgolfapparatuur maakt men tegenwoordig vaak gebruik van richtingsisolatoren, dat zijn elementen die de zich voortplantende golven in de ene richting nagenoeg niet en in de andere richting zeer sterk verzwakken. De resonantie-isolator — een bepaald type richtingsisolator — bestaat in principe uit een strookje ferriet, geplaatst in de lengterichting in de golfpijp, dat met behulp van een magnetisch veld op magnetische resonantie wordt ingesteld. Hoewel reeds verscheidene praktische uitvoeringsvoorbeelden van dit type isolator bekend zijn, ontbreekt er nog veel aan de mathematische behandeling ervan. In dit artikel is, op basis van een storingstheorie, die alleen voor kleine stripjes ferriet geldt, de verzwakking voor verschillende vormen van het ferriet berekend. Het blijkt dat de optimale vorm niet, zoals gedacht werd, een oneindig dunne schijf is, maar een staaf met elliptische dwarsdoorsnede. De resultaten van deze berekeningen onderstrepen het feit dat de kennis van de diëlektrische verliezen in het ferriet van groot belang is bij het bepalen van de optimale vorm van het ferriet. Experimenteel zijn ook goede resultaten verkregen met een dunne schijf ferriet die geplaatst is naast een schijf van een materiaal met een grote diëlektrische constante. Ook hiervan is het gedrag in eerste benadering berekend.

R 405: S. van Houten: Thermal conductivity in $Li_xNi_{(1-x)}O$ (Philips Res. Repts. **15,** 433-436, 1960, no. 5).

Metingen van het warmtegeleidingsvermogen van halfgeleiders met de formule $Li_xNi_{(1-x)}O$ als functie van het lithiumgehalte, met een verklaring op basis van de verstrooiing van fononen aan verontreinigingen. Er is een lineair verband gevonden tussen de gemiddelde vrije weglengte voor de fononen en de gemiddelde afstand tussen twee naburige Li-ionen in het rooster. Dit resultaat is in overeenstemming met de glastheorie van Kittel, maar niet met Klemens' vergelijking voor verstrooiing aan puntfouten. Het blijkt verder dat deze verbindingen niet zo geschikt zijn voor thermo-elektrische generatoren als andere auteurs hebben gedacht.

R 406: M. L. Verheijke: The carbon content of low carbon martensite (Philips Res. Repts. **15,** 437-444, 1960, no. 5).

Het koolstofgehalte van „low carbon martensite" kan bepaald worden door middel van dilatometrische proeven en weerstandsmetingen. Beide methodes zijn gebaseerd op de veronderstelling dat de lengte- en weerstandsverminderingen ten gevolge van de eerste ontlaattrap lineaire functies van het koolstofgehalte zijn. Uit de hier beschreven proeven blijkt dat deze veronderstelling aanvaardbaar is.

R 407: H. J. Heijn: Representations of switching functions and their application to computers (Philips Res. Repts. **15,** 448-491, 1960, no. 5).

Vervolg van **R 399.**

R 408: D. J. Kroon: Line shape of proton magnetic resonance in paramagnetic solids (Philips Res. Repts. **15,** 501-583, 1960, no. 6).

Sinds enkele jaren wordt bij het onderzoek van vaste stoffen gebruik gemaakt van de resultaten van kernspinresonantiemetingen. Speciaal voor de bepaling van de posities van lichte kernen in een kristalrooster blijkt deze methode goede resultaten te geven. In veelkristallig materiaal wordt de informatie omtrent de kristalstructuur voornamelijk verkregen uit het tweede moment van de resonantielijn.

Dit proefschrift (Amsterdam, juni 1960) beschrijft een onderzoek naar de invloed van in het kristal aanwezige paramagnetische ionen op het tweede moment. Ook de vorm van de resonantielijn is bestudeerd. In de veronderstelling dat de paramagnetische ionen mogen worden opgevat als puntdipolen worden drie oorzaken van lijnverbreding gevonden. Deze zijn: a) een samenstellingsverbreding, veroorzaakt door de niet-identieke omringing van kernen in verschillende eenheidscellen van het preparaat; b) een verbreding ten gevolge van de niet-kubische omringing van de kernen; c) een verbreding doordat de kristallieten waaruit het poreuze preparaat bestaat, niet bolvormig zijn. De bijdragen tot het tweede moment ten gevolge van deze drie oorzaken worden berekend in hoofdstuk 2.

Ten einde de theorie te toetsen, zijn experimenten uitgevoerd aan preparaten van de samenstelling $NH_4Fe_xAl_{1-x}(SO_4)_2$, waarvan de protonresonantielijnen zijn gemeten bij 77 °K. Het gedrag van het tweede moment als functie van de ijzerconcentratie blijkt door de ontwikkelde theorie goed te worden beschreven. Een extraverbreding, die vooral bij lage ijzerconcentraties optreedt, wordt toegeschreven aan een korte spin-roosterrelaxatietijd. De posities van de protonen in het kristal kunnen worden opgegeven. Het blijkt dat zelfs bij zeer lage temperatuur (20 °K) een snelle beweging van de protonen plaatsvindt. Hiervan uitgaande is de bijdrage van de kristalanisotropie tot het tweede moment berekend. Qua orde van grootte komt het tweede moment overeen met de gemeten waarde. Het verschil wordt toegeschreven aan de ruimtelijke uitgebreidheid van het magnetische moment van het paramagnetische ion. De verbreding van de resonantielijn door de vorm van de kristallieten is experimenteel bepaald uit enkele metingen aan verdunde preparaten.

Ten slotte is de vorm van de resonantielijn berekend en vergeleken met de gemeten lijnvorm. De goede overeenstemming steunt de onderstelling betreffende de protonposities.

In het experimentele gedeelte van het proefschrift wordt een eenvoudige spectrometer beschreven voor kernspinresonantie-experimenten aan vaste stoffen. Het ontwerp van deze spectrometer is aanleiding tot de beschrijving van een snelle en nauwkeurige methode voor het ontwerpen van permanente magneten. Tevens wordt in dit hoofdstuk de vervorming van de lijn ten gevolge van de gekozen meetmethode berekend. Vermeld wordt op welke wijze hiervoor kan worden gecorrigeerd. Zie ook Philips techn. T. **21,** 278, 1959.

R 409: J. J. Scheer: Some preliminary experiments concerning the influence of band bending on photo-electric emission (Philips Res. Repts. **15,** 584-586, 1960, no. 6).

De theorie dat halfgeleiders van type *P* een groter fotoelektrisch quantumrendement moeten hebben dan halfgeleiders van type *N*, is bevestigd door metingen van de fotoemissie van met cesium bedekte siliciumoppervlakken.

R 410: G. E. G. Hardeman: Nuclear dynamic polarization in irradiated polytetrafluorethylene (Philips Res. Repts. **15,** 587-597, 1960, no. 6).

Wanneer er een magnetische wisselwerking bestaat tussen elektronen en kernen in een stof die in een constant magneetveld is geplaatst, kan met behulp van een stralingsveld van geschikte frequentie de magnetische polarisatie van de kernen in deze stof worden versterkt. De grootte van deze zg. dynamische polarisatie van kernmomenten kan worden bepaald uit de intensiteit van de kernspinresonantie die teweeg wordt gebracht met een tweede stralingsveld, waarvan de frequentie overeenkomt met de resonantiefrequentie der kernen. Onderzocht is de dynamische polarisatie van ^{19}F-kernen in monsters van polytetrafluorethyleen, die vooraf met snelle elektronen bestraald waren ten einde paramagnetische centra te vormen. De dynamische polarisatie is een functie van het gehalte aan paramagnetische centra, de intensiteit van de straling, en de lijnvorm van de paramagnetische resonantie. Uitgaande van de paramagnetische centra — die ver in de minderheid zijn ten opzichte van de kernen — verspreidt de dynamische polarisatie zich over het hele kernspinsysteem.

A 26: A. Klopfer, S. Garbe en W. Schmidt: Residual gases in vacuum systems (6th Nat. Symp. Vacuum Technol. Trans., Philadelphia, 7-9 okt. 1959, red. C. R. Meissner, blz. 27-33, Pergamon, Oxford 1960).

De druk en de samenstelling van de restgassen in diverse

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

soorten afgesmolten vacuümsystemen (radiobuizen, televisieweergeefbuizen enz.) is onderzocht. De samenstelling, die bepaald is met een omegatron, blijkt af te hangen van de gasontwikkeling uit de diverse materialen (katode, glaswand, getters) en van de wisselwerking (adsorptie, chemische omzettingen, uitwisseling) tussen de restgassen en die materialen. Enige voorbeelden van metingen worden meegedeeld. Het lijkt mogelijk de samenstelling van de restgassen te voorspellen op grond van de kennis van de in het systeem heersende condities. Zie ook Philips techn. T. **23**, 92, 1961 (no. 3).

A 27: K. J. Planker en E. Kauer: Bestimmung der effektiven Masse freier Ladungsträger in Halbleitern aus der Ultrarotabsorption (Z. angew. Phys. **12**, 425-432, 1960, no. 9).

Discussie betreffende de mogelijkheid, de effectieve massa van vrije ladingdragers in halfgeleiders te bepalen uit metingen van de infraroodabsorptie. De grondslagen van bekende absorptietheorieën worden kort beschreven en de resultaten in een gemeenschappelijke mathematische formule samengevat. Vergelijking met het experiment geeft bevredigende overeenstemming tussen het gemeten verloop van het begin van de absorptiekromme en de theorieën van H. Schmidt en H. J. G. Meyer betreffende fononen- en roosterfoutenverstrooiing. De numerieke waarden der absorptiecoëfficiënten kunnen helaas theoretisch niet zeer nauwkeurig worden voorspeld. Absorptiemetingen aan CdTe gaven een effectieve massa van 0,24 maal de massa van het elektron.

A 28: H. G. Reik, H. Risken en G. Finger: Theory of hot-electron effects in many-valley semiconductors in the region of high electric field (Phys. Rev. Letters **5**, 423-425, 1960, no. 9).

Een theoretisch artikel over de eigenschappen van „hete elektronen" („hot electrons") in halfgeleiders met een multivalleistructuur van de geleidingsband. De behandeling steunt op de oplossing van een op geschikte wijze geformuleerde boltzmannvergelijking voor sterke velden. Deze formulering brengt de structuur van de geleidingsband en de verschillende verstrooiingsmechanismen in rekening. Uit de theorie volgt, althans kwalitatief, het anisotrope gedrag van hete elektronen, zoals dat bij experimenten volgens Sasaki inderdaad is waargenomen. Om ook kwantitatief overeenstemming met de resultaten van dit soort experimenten te krijgen, zou men de verstrooiing van vallei tot vallei in rekening moeten brengen.

A 29: S. Garbe, A. Klopfer en W. Schmidt: Some reactions of water in electron tubes (Vacuum **10**, 81-85, 1960, no. 1/2).

Sporen water die gedurende het ontgassen van vacuümbuizen niet verwijderd zijn, worden later afgegeven, vooral door de glazen wanden. Het blijkt dat de partiële druk van de waterdamp gedurende het gebruik van de buis niet veel toeneemt: het meeste water reageert namelijk met de hete katode of met de getterspiegel, waarbij in hoofdzaak waterstof, methaan en kooldioxyde gevormd worden.

A 30: A. Klopfer en W. Ermrich: Properties of a small titanium-ion pump (Vacuum **10**, 128-132, 1960, no. 1/2).

Beschrijving van een kleine getter-ionenpomp die 2 à 3 torrliter reactieve gassen kan opnemen. De maximale pompsnelheid voor CO bedraagt ca. 50 l/s. De laagste druk die met deze pomp is bereikt, is minder dan 10^{-10} torr. Het verloop van de samenstelling van de restgassen gedurende het pompen is gemeten. De factoren die de laagst bereikbare druk bepalen, worden besproken. Zie ook Philips techn. T. **22**, 272, 1960 (no. 8).

A 31: R. Groth: Über die Temperaturabhängigkeit der kurzwelligen Ausläuferabsorption von MgO im Ultraroten (Ann. Physik **6**, 328-344, 1960, no. 5/6).

De absorptie door MgO-monokristallen is gemeten bij golflengten van 5 tot 10 μ (d.w.z. aan de kortgolvige kant van de absorptiepiek in het infrarood) bij temperaturen tussen 20 en 1500 °C. Om dit grote temperatuurgebied te bestrijken, zijn twee verwarmingsinrichtingen ontworpen. Bij hoge temperaturen is de absorptiecoëfficiënt bij een bepaalde golflengte een lineaire functie van de temperatuur, wat in overeenstemming is met de theorie van Born en Huang over absorptie door elektrische momenten van de tweede orde. Het gedrag bij lagere temperaturen maakt het waarschijnlijk dat de beide mogelijke excitatiemechanismen een rol spelen bij de absorptie.

A 32: H. G. Grimmeiss, W. Kischio en A. Rabenau: Über das AlP; Darstellung, elektrische und optische Eigenschaften (Phys. Chem. Solids **16**, 302-309, 1960, no. 3/4).

Beschrijving van methodes voor het bereiden en activeren van AlP-kristallen. Uit reflexie- en absorptiemetingen blijkt dat bij 20 °C de bandafstand van deze verbinding 2,42 eV is. Zuivere kristallen zijn elektroluminescerend met emissiebanden bij 5550 en 6150 Å. Er wordt aangenomen dat dit verschijnsel een gevolg is van recombinatie van ladingdragers die van *P-N*-overgangen komen. De maximale fluorescentie werd gevonden bij 6100 Å. Uit deze gegevens en uit de resultaten van metingen van het geleidingsvermogen is de bandstructuur van zuiver AlP afgeleid. AlP-kristallen vertonen ook puntcontactgelijkrichting en *P-N*-foto-effect, alsmede fotogeleiding met een excitatiemaximum tussen 5000 en 5150 Å.

A 33: A. Stegherr, F. Wald en P. Eckerlin: Über eine ternäre Phase im System Ag-Sb-Te (Z. Naturf. **16a**, 130-131, 1961, no. 1).

Het systeem Ag-Sb-Te bevat een ternaire faze met de structuur van NaCl. De grenzen van het samenstellingsgebied van deze faze veranderen sterk met de temperatuur, maar het is zonder twijfel onjuist deze faze „de verbinding $AgSbTe_2$" te noemen, zoals andere auteurs hebben gedaan. De samenstelling ligt veel dichter bij $Ag_{19}Sb_{29}Te_{52}$, wat bijna met de chemische formule $2Ag_2Te.3Sb_2Te_3$ overeenkomt. Kristallografisch kan de formule als $Ag_{0.366}Sb_{0.558}\square_{0.077}Te$ geschreven worden.

A 34: A. Rabenau en P. Eckerlin: Compounds in the system Be_3N_2-Si_3N_4 (Special Ceramics, Proc. Symp. Brit. Ceramic Res. Ass., red. P. Popper, blz. 136-143, Heywood, Londen 1960).

De bereiding van de in dit artikel beschreven stoffen vraagt een bijzondere techniek, die een veel ruimer toepassingsgebied heeft. Deze techniek wordt kort beschreven. Het systeem Be_3N_2-Si_3N_4 is onderzocht tussen 1600 en 2000 °C. Er is een nieuwe hexagonale modificatie van Be_3N_2 gevonden, waarin tot 7 mol-% Si_3N_4 opgelost kan worden. Verdere verbindingen in dit systeem zijn Be_4SiN_4 en het wurtzietachtige $BeSiN_2$.

H 9: K. Böke: Kapazitätsmessungen an der Grenzfläche Silicium-Elektrolyt (Z. Naturf. **15a**, 550-551, 1960, no. 5/6).

Korte mededeling over capaciteitsmetingen aan het grensoppervlak tussen silicium en een elektrolyt. Deze proeven maken deel uit van een fundamenteel onderzoek naar de verschijnselen die zich aan het oppervlak van halfgeleiders voordoen. Zie ook no. **H 10.**

H 10: H. U. Harten: The surface recombination on silicon contacting an electrolyte (Phys. Chem. Solids **14**, 220-225, 1960).

Een plaatje silicium ter dikte van de diffusie-recombinatielengte wordt in een elektrolyt gedompeld. Door middel van een tussen de elektrolyt en het proefplaatje aangelegde spanning varieert men de ladingstoestand van het siliciumoppervlak. De recombinatiesnelheid bij het oppervlak en het oppervlakfotoeffect zijn gemeten als functie van deze spanning. De resultaten stemmen kwalitatief overeen met de theorie. Zij zijn afhankelijk van de oxydatietoestand van het proefplaatje.

H 11: G. Schulten en H. Severin: Dämpfungsarme Leitungen für Millimeterwellen (Nachr.techn. Fachber. **23**, 20-23, 1961).

Kort overzicht van geleiders voor oppervlakgolven die millimetergolven aanzienlijk minder verzwakken dan b.v. golfpijpen.

H 12: H. Severin: Neuere Mikrowellenferrite und ihre Anwendungen (Nachr.techn. Fachber. **23**, 24-27, 1961).

Kort overzicht van ferrieten die toegepast kunnen worden bij hogere en lagere frequenties in het microgolfgebied dan tot nu toe mogelijk was. Er worden een aantal factoren besproken die de bovenste en onderste frequentiegrenzen voor zulke toepassingen bepalen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!